

SÉRIE : B
N° D'ORDRE : 177
N° DE SÉRIE : 105

THESE

présentée devant

L'UNIVERSITÉ DE RENNES

U. E. R. Structure et Propriétés de la Matière

pour obtenir

Le Grade de Docteur ès-Sciences Physiques

par

Bernard LORIG

Réseau à large bande d'antennes spirales coniques symétriques
de même axe. Détermination d'une antenne directive à polarisation
circulaire et à rayonnement de révolution.

Soutenue le 9 Juillet 1973 devant la Commission d'Examen

MM. G. DUBOST Professeur à l'Université de Rennes

Président

E. ROUBINE Professeur à l'Université de Paris VI

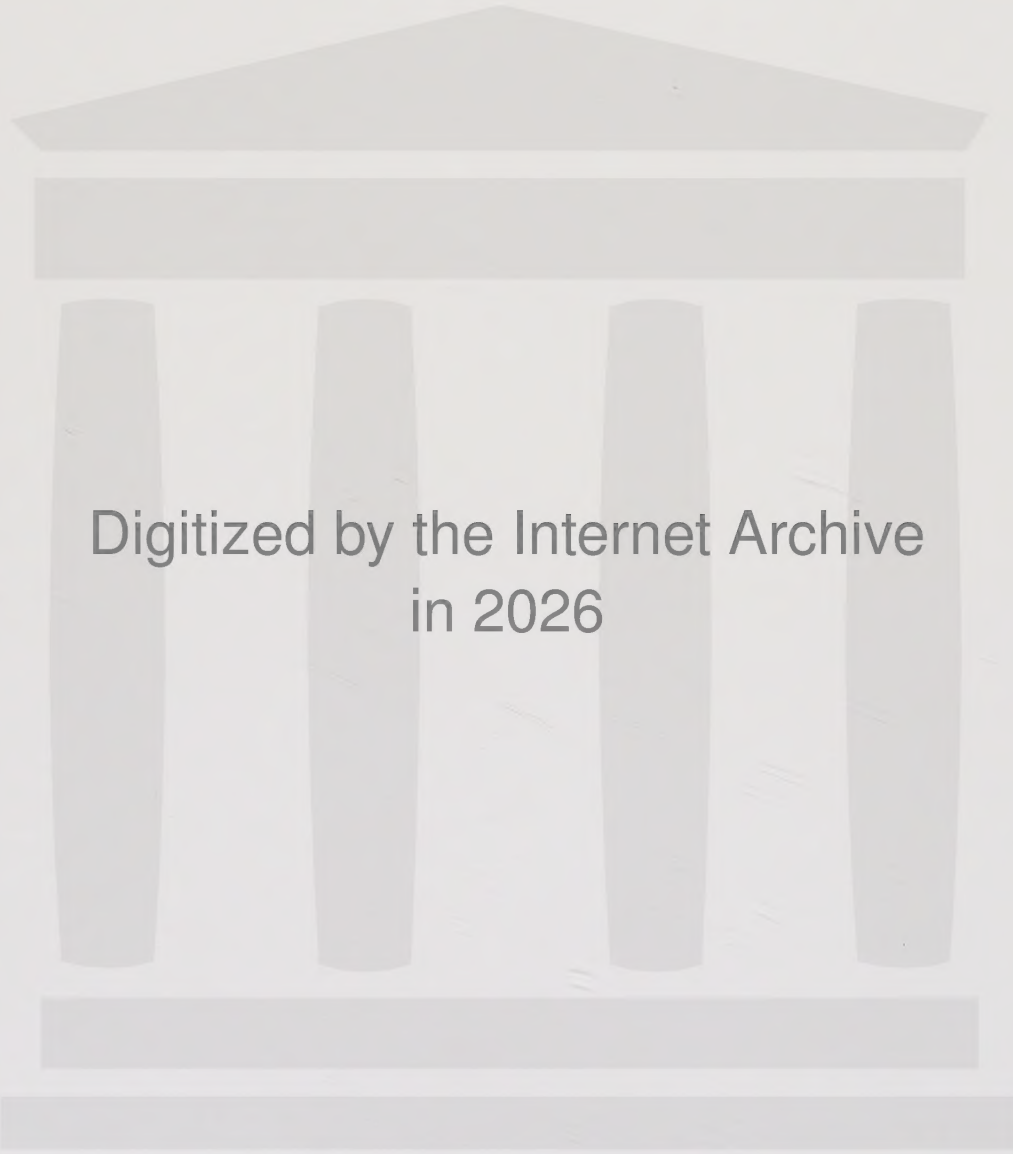
Examineur

J. MEVEL Professeur à l'Université de Rennes

Examineur

F. RAYMOND Directeur à la Thomson-C.S.F.

Examineur



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41553611_0020

SÉRIE : B
N° D'ORDRE : 177
N° DE SÉRIE : 105

THESE

présentée devant

L'UNIVERSITÉ DE RENNES

U. E. R. Structure et Propriétés de la Matière

pour obtenir

Le Grade de Docteur ès-Sciences Physiques

par

Bernard LORIG

Réseau à large bande d'antennes spirales coniques symétriques
de même axe. Détermination d'une antenne directive à polarisation
circulaire et à rayonnement de révolution.

Soutenue le 9 Juillet 1973 devant la Commission d'Examen

MM. G. DUBOST Professeur à l'Université de Rennes

Président

E. ROUBINE Professeur à l'Université de Paris VI

Examineur

J. MEVEL Professeur à l'Université de Rennes

Examineur

F. RAYMOND Directeur à la Thomson-C.S.F.

Examineur



UNIVERSITE DE RENNES

U.E.R. ISSUES de la FACULTE DES SCIENCES

Doyens Honoraires

M. MILON Y.
M. TREHIN R.
M. SCHMITT M.
M. LE MOAL H.
M. MARTIN Y.
M. BOCLE J.

Professeurs Honoraires

M. FREYMANN R.
M. HAGENE P.
M. POISSON R.
M. ROHMER R.
M. TREHIN R.
M. SALMON-LEGAGNEUR F.
M. des ABBAYES H.
M. MILON Y.

Maîtres de Conférences Honoraires

M. GRILLET L.
M. LECRECQ A.

Mathématiques

Professeurs

Melle CHARPENTIER M.
M. GUERINDON J.
M. METIVIER M.
M. GIORGIUTTI I.
M. BRUNEL A.
M. TOUGERON J. C.
M. MIGNOT A.

Maîtres de Conférences & Chargés de Cours

M. LEGOUPIL J.
M. HOUDEBINE J.
M. EUVRARD D.
M. NEDELEC J. C.
M. VERJUS J. P.
M. TRILLING L.
M. FERRAND D.
M. GUIVARC'H Y.
M. KEANE M. (M. C. associé)
M. GILDELAMADRID (Prof. associé)

Physique

M. VACHER M.
M. VIGNERON L.
M. LE BOT J.
Mme ROBIN née SALOMOND
M. ROBIN S.
M. LE MONTAGNER S.
M. MEVEL J. Y.
M. MEINNEL J.
M. REGENSTREIF E.
M. BRUN P.
M. LE ROUX E.
M. DUBOST

M. GUIDINI
M. HAEUSLER C.
M. ARQUES P. Y.
M. DECAMPS E.
M. NUSIMOVICI M. A.

Chimie

M. VENE J.
M. LE MOAL H.
M. LEVAS E.
M. PELTIER D.
M. PRIGENT J.
M. JOUAN P.
M. FOUCAUD A.
M. LANG J.
M. CARRIE R.
M. GUERILLOT C.
M. KERFANTO M.
M. DABARD R.

M. GRANDJEAN D.
M. LUCAS J.
M. DUVAL J.
M. MARTIN G.

Zoologie

M. RICHARD G.
M. MAILLET P.
M. BOISTEL J.
M. RAZET P.
M. FOLLIOT R.
M. ALLEGRET P.
M. MANIEY J.
M. JOLY J.
M. POSTEL (Professeur associé)

M. LEFEUVRE J.C.

Botanique

M. VILLERET S.
M. CLAUSTRES G.
Mlle GOAS M.
Mlle GOAS G.

Mme LEMOINE C.
M. TOUFFET

Géologie

M. COGNE J.
Mlle DURAND S.
M. PHILIPPOT A.

M. BOILLOT G.
M. HAMEURT J.

Le Secrétaire Général de l'Université

M. BOURDIGUEL R.

Ce travail a été effectué au Laboratoire Antennes et Rayonnement de l'Université de Rennes, sous la direction de Monsieur le Professeur G. DUBOST à qui j'exprime toute ma gratitude pour m'avoir accueilli dans son laboratoire et m'avoir fait bénéficier de son expérience, de ses conseils et de son soutien attentif et constant.

J'adresse mes remerciements à Monsieur le Professeur E. ROUBINE pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant d'examiner ce travail.

J'exprime ma respectueuse reconnaissance à Monsieur le Professeur J. MEVEL pour avoir bien voulu s'intéresser à cette étude.

Je remercie Monsieur le Directeur F. RAYMOND, de la Direction Générale de la Thomson C.S.F., d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.

Que tous les chercheurs du laboratoire, et tout particulièrement Monsieur C. TERRET, trouvent ici l'expression de mes sentiments amicaux pour l'aide et la sympathie que j'ai trouvées auprès d'eux.

Je tiens à remercier l'ensemble des personnes qui m'ont aidé à poursuivre cette étude : M. FRIN, Mlle GRUEL, Mme HALOPAU, MM. RAGOT et VALLEE, collaborateurs techniques, et notamment M. HAVOT dont la compétence m'a été précieuse.

Je remercie le Groupe 2 "Télécommunications et Détection" de la Direction des Recherches et Moyens d'Essais, dont un contrat de recherche a permis de financer cette étude, ainsi que les ingénieurs et techniciens du Centre d'Electronique de l'Armement pour l'aide qu'ils m'ont apportée et les moyens mis à ma disposition.

INTRODUCTION.

GENERALITES.

- I - CARACTERISTIQUES DES ANTENNES CONIQUES SYMETRIQUES A P BRINS.
 - I.1 - Modes d'excitation.
 - I.2 - Champ rayonné.
- II - L'ANTENNE CONIQUE EQUIANGULAIRE.
 - II.1 - Géométrie.
 - II.2 - Caractéristiques générales.
 - II.3 - Historique.
- III - L'ANTENNE PLANE EN SPIRALE D'ARCHIMEDE.
 - III.1 - Géométrie.
 - III.2 - Caractéristiques générales.
 - III.3 - Historique.
- IV - CONCLUSION.

ETUDE THEORIQUE PRELIMINAIRE D'UNE ANTENNE DU TYPE SPIRALE PLANE,
A LARGE BANDE ET A POLARISATION CIRCULAIRE.

- I - INTRODUCTION.
- II - ANTENNE EQUIANGULAIRE PLANE A DEUX BRINS.
 - II.1 - Etude en fonction de l'angle d'enroulement.
 - II.2 - Etude en fonction de la fréquence.
 - II.3 - Conclusion.
- III - ANTENNE EQUIANGULAIRE PLANE A QUATRE BRINS.
 - III.1 - Etude en fonction de l'angle d'enroulement.
 - III.2 - Etude en fonction de la fréquence.
 - III.3 - Conclusion.

IV - ANTENNE PLANE EN SPIRALE D'ARCHIMEDE.

IV.1 - Programme numérique de calcul.

IV.2 - Etude en fonction de la constante de la spirale.

IV.3 - Etude en fonction de la fréquence.

IV.4 - Conclusion.

V - CONCLUSION.

ETUDE THEORIQUE D'UN RESEAU DE N ANTENNES CONIQUES SYMETRIQUES
DE MEME AXE ET A P BRINS.

I - INTRODUCTION.

II - GEOMETRIE DU RESEAU.

III - ETABLISSEMENT DU SYSTEME D'EQUATIONS INTEGRALES.

IV - RESOLUTION DU SYSTEME D'EQUATIONS INTEGRALES.

IV.1 - Rappels sur la méthode de Yeh.

IV.2 - Principe de la résolution numérique du système
d'équations intégrales.

IV.3 - Programmation numérique.

V - COUPLAGE ENTRE ANTENNES CONIQUES EQUIANGULAIRES DE MEME AXE.

VI - CONCLUSION.

ANTENNE DIRECTIVE A LARGE BANDE ET A POLARISATION CIRCULAIRE.

A - ETUDE THEORIQUE D'UNE ANTENNE DU TYPE SPIRALE PLANE
EN PRESENCE D'UN PLAN REFLECTEUR PARFAITEMENT CONDUCTEUR.

I - INTRODUCTION.

II - ANTENNE EQUIANGULAIRE PLANE A DEUX BRINS AU DESSUS D'UN PLAN
REFLECTEUR.

II.1 - Programme numérique de calcul.

II.2 - Etude en fonction de l'angle d'enroulement.

II.3 - Etude en fonction de la distance au plan réflecteur.

II.4 - Etude en fonction de la fréquence.

II.5 - Conclusion.

III - ANTENNE EQUIANGULAIRE PLANE A QUATRE BRINS AU DESSUS D'UN PLAN
REFLECTEUR.

III.1 - Programme numérique de calcul.

III.2 - Etude en fonction de l'angle d'enroulement.

III.3 - Etude en fonction de la distance au plan réflecteur.

III.4 - Etude en fonction de la fréquence.

III.5 - Conclusion.

IV - ANTENNE PLANE EN SPIRALE D'ARCHIMEDE AU DESSUS D'UN PLAN REFLECTEUR.

- IV.1 - Programme numérique de calcul.
- IV.2 - Etude en fonction de la constante de la spirale.
- IV.3 - Etude en fonction de la distance au plan réflecteur.
- IV.4 - Etude en fonction de la fréquence.
- IV.5 - Conclusion.

V - CONCLUSION.

B - ETUDE THEORIQUE D'UNE ANTENNE CONIQUE EQUIANGULAIRE EN PRESENCE D'UN PLAN REFLECTEUR.

I - INTRODUCTION.

II - ANTENNE CONIQUE EQUIANGULAIRE A DEUX BRINS AU DESSUS D'UN PLAN REFLECTEUR.

III - ANTENNE CONIQUE EQUIANGULAIRE A QUATRE BRINS AU DESSUS D'UN PLAN REFLECTEUR.

- III.1 - Etude en fonction de l'angle d'enroulement.
- III.2 - Etude en fonction de l'angle du cône.
- III.3 - Etude en fonction de la fréquence.
- III.4 - Conclusion.

IV - CONCLUSION.

C - VERIFICATION DE L'ETUDE THEORIQUE : ETUDE EXPERIMENTALE D'UNE ANTENNE CONIQUE EQUIANGULAIRE PLACEE AU DESSUS D'UN PLAN REFLECTEUR.

I - INTRODUCTION.

II - REALISATION DE LA MAQUETTE.

- II.1 - Transposition en fréquence.
- II.2 - Réalisation de l'antenne conique équiangulaire.
- II.3 - Réalisation du système d'alimentation.
- II.4 - Montage du système d'alimentation.

III - ETUDE EXPERIMENTALE.

- III.1 - Diagrammes de rayonnement et rapport d'ellipticité.
- III.2 - Gain et adaptation.

IV - CONCLUSION DE L'ETUDE EXPERIMENTALE.

APPLICATIONS ET DEVELOPPEMENTS.

- I - INTRODUCTION.
- II - SYSTEME DE GONIOMETRIE EN SITE.
- III - ANTENNE DIRECTIVE A LARGE BANDE, A POLARISATION CIRCULAIRE
ET A RAYONNEMENT DE REVOLUTION AU DESSUS D'UN REFLECTEUR
DE DIMENSIONS LIMITEES.
- IV - CONCLUSION.

CONCLUSION.

BIBLIOGRAPHIE.

| LISTE DES SYMBOLES

λ : longueur d'onde
 P : nombre de brins
 N : nombre d'antennes
 M : nombre d'onde azimutal
 m : indice du mode d'excitation
 θ_0 : demi-angle au sommet du cône
 μ : angle de la génératrice du cône avec la tangente au brin
 δ : largeur angulaire d'un brin "*épais*"
 δ_0 : distribution de Dirac au point 0
 $\vec{r}$: rayon vecteur le long de la génératrice
 r_0 : module du rayon vecteur le long de la génératrice au point d'alimentation
 $d_0 = 2r_0 \sin \theta_0$: diamètre de la zone d'excitation
 L : longueur d'un brin
 s : abscisse curviligne le long d'un brin
 $a = \sin \theta_0 / \tan \mu$: constante de la spirale équiangulaire
 $c =$ constante de la spirale d'Archimède
 R : rayon du brin
 τ : rapport d'ellipticité
 Z_0 : impédance caractéristique du vide
 k_0 : constante de propagation en espace libre
 ω : pulsation
 f : fréquence
 $\pm \Delta(\text{dB})$: variations maximales de l'amplitude du champ rayonné dans les directions situées à 30° (en site) de l'axe principal de rayonnement.-
 λ_M : longueur d'onde correspondant à la fréquence inférieure de fonctionnement de l'antenne.
 $\mathbb{R}^+$: ensemble des réels positifs ou nuls.
 $\mathbb{Z}$: ensemble des entiers relatifs (négatifs, positifs ou nul).-

I N T R O D U C T I O N

Les antennes à large bande passante et à polarisation circulaire sont très souvent utilisées. Elles ont fait l'objet, quand elles sont seules, de nombreuses recherches aussi bien théoriques qu'expérimentales. Par contre, leur couplage n'a été étudié qu'expérimentalement.

Nous avons étudié théoriquement un réseau d'antennes coniques symétriques de même axe et couplées entre elles et avons proposé des méthodes de calcul numérique permettant d'obtenir la distribution des courants le long des éléments rayonnants, toutes les caractéristiques de rayonnement du réseau et d'en déduire le couplage.

Nous avons appliqué cette théorie aux antennes directives à large bande et à polarisation circulaire. Certaines ont déjà été étudiées dans le passé. Citons pour mémoire : les études de J.D. KRAUSS (1950) sur les antennes hélices cylindriques, à rayonnement axial, pour lesquelles la bande passante reste inférieure à l'octave ; les études de DYSON et celles plus récentes [16], [38], [47] sur les antennes spirales coniques équiangulaires.

Ces deux types d'antennes à rayonnement longitudinal ont des dimensions, le long de l'axe de rayonnement maximum, relativement importantes.

Leur utilisation sur véhicules est souvent incompatible avec des vitesses rapides. Il est alors préférable d'utiliser des antennes plates faciles à encastrer dans une structure.

Les antennes planes équiangulaires à deux brins rayonnants ou en spirale d'Archimède donnent, quand elles sont placées devant une cavité pour les rendre unidirectionnelle, un rayonnement à polarisation circulaire. Mais ce dernier ne présente pas une bonne symétrie de révolution et ses caractéristiques dépendent fortement de la fréquence. Ces inconvénients limitent sérieusement la précision des systèmes de goniométrie, en amplitude ou en phase, qui utilisent ce type d'antennes.

Nous avons essayé d'expliquer les difficultés rencontrées et imaginé un nouveau type d'antenne plus satisfaisant.

GENERALITES

I - CARACTERISTIQUES GENERALES DES ANTENNES CONIQUES SYMETRIQUES A P BRINS [12], [21], [48].

Nous appellerons "antenne conique symétrique à P brins", une antenne formée par P ($P = 2, 4, 6, \dots$) éléments rayonnants filiformes identiques disposés régulièrement sur un cône.

L'antenne possède donc une symétrie d'ordre P, c'est-à-dire qu'une rotation d'angle $2\pi/P$ autour de l'axe du cône, laisse la structure invariante.

Le point courant du $k^{\text{ème}}$ brin est donné, en coordonnées sphériques, par les formules

$$\begin{cases} r = g(t) \\ \phi = t + \frac{2\pi k}{P} \\ \theta = \theta_0 \end{cases} \quad \begin{array}{l} t \in \mathbb{R}^+ \\ k \in \{1, 2, 3, \dots, P\} \end{array}$$

où g est une fonction scalaire réelle définissant la géométrie des brins sur le cône,

et θ_0 le demi-angle au sommet du cône support

$$(\theta_0 \in]0, \frac{\pi}{2}]).$$

I.1 - MODES D'EXCITATION.

L'excitation des extrémités des brins se fait sur un cercle correspondant à un module (r_0) du rayon vecteur constant. Nous supposons que les dimensions de cette zone d'alimentation sont faibles par rapport à la longueur d'onde :

$$\frac{2 r_0 \sin \theta_0}{\lambda} < 0,1$$

Les antennes peuvent travailler simultanément suivant $P - 1$ modes d'excitation *indépendants* et *symétriques*. Pour le $P^{\text{ème}}$ mode symétrique, tous les brins sont portés au même potentiel électrique. Ceci n'est valable physiquement que si l'antenne est placée au-dessus d'une surface conductrice jouant le rôle de masse ou contrepoids [13]. Il existe de plus un mode assymétrique où l'un des brins joue le rôle de masse.

Nous ne considérerons par la suite que des modes d'excitation symétriques.

Les modes d'excitation de base généralement utilisés sont ceux dont la phase varie progressivement autour de l'axe. Pour un nombre P de brins, l'excitation en mode m sera définie par le vecteur courant d'excitation I_m^P , tel que la composante I_{mk}^P correspondant au $k^{\text{ième}}$ brin soit :

$$I_{mk}^P = \exp(2\pi j k m / P)$$

Sur tous les brins les courants ont donc des amplitudes égales, mais des phases différentes.

L'excitation peut aussi être définie en terme de tension. Soit V^P le vecteur tension correspondant à l'excitation en courant de vecteur I^P . Les deux vecteurs sont reliés par la relation :

$$V^P = [Z] I^P$$

La matrice d'impédance Z étant circulaire et symétrique, du fait de la symétrie de l'antenne, ses vecteurs propres sont les vecteurs I_m^P définis ci-dessus. On a la relation :

$$V_m^P = [Z] I_m^P = Z_m I_m^P$$

où Z_m est la valeur propre correspondant au vecteur propre I_m^P .

L'excitation en mode m peut donc se faire d'une manière équivalente, soit en tension (vecteur V_m^P), soit en courant (vecteur I_m^P).

Seuls $P - 1$ des vecteurs I_m^P satisfont à la condition de conservation des courants.

$$\sum_{k=1}^P I_{mk}^P = 0$$

Etant linéairement indépendants, ils forment une base de l'espace vectoriel des excitations possibles. Donc toute combinaison linéaire

$$I^P = \sum_{\ell=1}^{P-1} a_{\ell} I_{\ell}^P$$

représentera une excitation possible.

I.2 - CHAMP RAYONNE.

Il n'existe aucune différence entre les excitations en mode m ou en mode $m + qP$ ($q \in \mathbb{Z}$). Ainsi une excitation en mode m produit un champ $\vec{F}_m$ formé par la superposition des champs $\vec{\psi}_M$ de nombre d'onde azimutal $M = m + qP$.

$$\vec{F}_m = \sum_q C_q \vec{\psi}_{m+qP} \quad q \in \mathbb{Z}$$

Par suite de la symétrie $|8|$, $|9|$, nous pouvons écrire que la variation azimutale d'un champ $\vec{\psi}$ est de la forme $\exp(jM\phi)$, d'où :

$$\vec{\psi}_M(r, \theta, \phi) = \exp(jM\phi) \vec{g}_M(r, \theta)$$

Ainsi une excitation I^P produira un champ de la forme :

$$\vec{F}(r, \theta, \phi) = \sum_{\ell=1}^{P-1} A_{\ell} \sum_q C_q \exp(jM\phi) \vec{g}_M(r, \theta)$$

$$\text{avec} \quad M = \ell + qP \quad \text{et} \quad q \in \mathbb{Z}$$

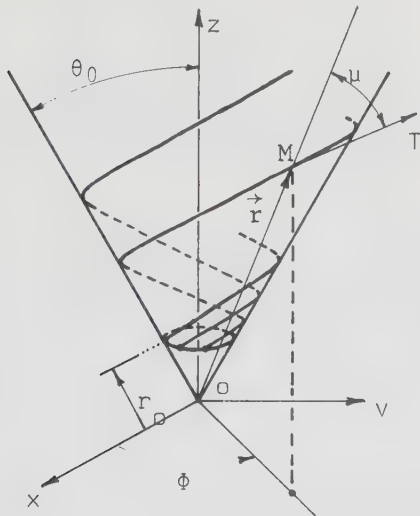
Le sens de la polarisation du champ rayonné dépend du sens d'enroulement des brins sur la structure, et du sens de parcours de l'onde le long des brins. Nous prendrons, pour la polarisation, la définition de la convention IRE standart |21|.

II - L'ANTENNE CONIQUE EQUIANGULAIRE [16] [18] [47].

L'antenne conique équiangulaire, définie uniquement par des angles, est du type "indépendante de la fréquence", au sens défini par RUMSEY [42], [43] et rappelé par DYSON et MAYES [22].

II.1 - GEOMETRIE.

La figure ci-contre représente une antenne conique équiangulaire symétrique à P brins.



L'angle μ d'enroulement des brins est l'angle que fait la tangente au brin avec le rayon vecteur.

Le point courant M du $k^{\text{ème}}$ brin est donné, en coordonnées sphériques, par les formules :

$$\begin{cases} r = r_0 \exp(at) \\ \phi = t + \frac{2\pi k}{P} \\ \theta = \theta_0 \end{cases} \quad \begin{aligned} t &\in \mathbb{R}^+ \\ k &\in \{1, 2, 3, \dots, P\} \end{aligned}$$

où a est la constante de la spirale définie par :

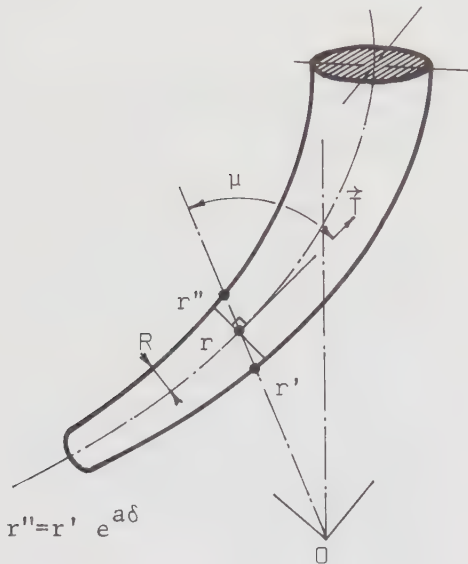
$$a = \frac{\sin \theta_0}{\tan \mu}$$

La longueur du brin compris entre le point d'excitation et le point courant M est :

$$L = \frac{(r - r_0)}{\cos \mu}$$

Nous appellerons par la suite antenne à brins "*minces*", une antenne dont les brins ont un rayon R constant, c'est-à-dire constituée par des fils. Par contre, nous appellerons antenne à brins "*épais*", une antenne dont le rayon R des brins varie proportionnellement au module du rayon vecteur :

$$R = C \cdot r$$



Nous désignerons alors par largeur angulaire δ , l'angle dont il faut faire tourner la *spirale moyenne* autour de l'axe du cône pour délimiter le contour apparent du brin. Nous prendrons pour valeur approchée :

$$\delta = \frac{1}{a} \text{Log} \left(\frac{\sin \mu + c}{\sin \mu - c} \right).$$

II.2 - CARACTERISTIQUES GENERALES.

Seule une antenne conique équiangulaire à brins "*épais*", de longueur infinie et dont la zone d'alimentation est infiniment petite, est réellement indépendante de la fréquence, puisqu'elle est uniquement définie par des angles.

Pour une antenne de dimensions infinies, un changement de fréquence correspond, au point de vue des caractéristiques de rayonnement, à une rotation autour de l'axe du cône supportant la structure. Mais, pour une antenne de dimensions finies, cette propriété n'est vraie que dans une bande de fréquences limitée inférieurement par la longueur des brins, et

supérieurement par la dimension de la zone d'alimentation.

L'antenne équiangulaire possède la propriété dite de "*sélectivité des modes M* " (cf. § I.2). Un des coefficients C_q du développement du champ F_m est prépondérant, ce qui entraîne que le champ a une variation progressive de sa phase en azimut, c'est-à-dire à r et θ constants. Cette prédominance d'un des coefficients est d'autant plus marquée que le nombre de brins est grand.

Cette propriété permet d'utiliser les antennes dans des stations de goniométrie [14] [47].

II.3 - HISTORIQUE.

Les antennes coniques équiangulaires, quand elles sont seules, ont fait l'objet de nombreuses études aussi bien théoriques qu'expérimentales [1], [7], [10], [16], [17], [18], [21], [23], [24], [30], [31], [36], [38], [41], [48].

Les premières tentatives théoriques sont restées approchées, à cause de la complexité du problème. La théorie de MEI [36], et ses développements [1], [47], [51], [52], [53], ont permis, grâce à l'utilisation des ordinateurs, une étude complète des antennes à deux ou quatre brins [1], [47], [52].

Un historique complet a déjà été fait en [47], pages 14 à 30.

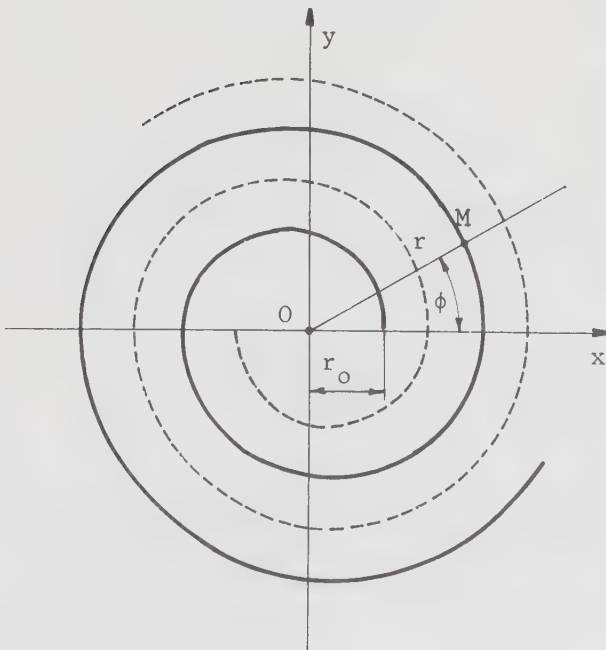
Par contre, l'étude de leur couplage n'a été l'occasion que de quelques travaux expérimentaux [20].

Notre travail permet, en particulier, d'aborder théoriquement ce problème du couplage.

III - L'ANTENNE PLANE EN SPIRALE D'ARCHIMEDE [3], [26], [46], [50].

L'antenne plane en spirale d'Archimède ne peut pas être considérée comme théoriquement "indépendante" de la fréquence, n'étant pas définie uniquement par des angles. Néanmoins, son utilisation est possible dans une large bande* de fréquences [19], [22].

III.1 - GEOMETRIE.



La figure ci-contre représente une antenne plane en spirales d'Archimède à deux brins rayonnants.

Les coordonnées du point courant M du $k^{\text{ème}}$ brin sont données par :

$$\begin{cases} r = r_0 + c t \\ \phi = t + k \cdot \pi \\ \theta = \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad \begin{matrix} t \in \mathbb{R}^+ \\ k \in \{1, 2\} \end{matrix}$$

où c est la constante de la spirale.

* Nous prendrons comme définition de la largeur de bande d'une antenne celle proposée en [47], c'est-à-dire "l'intervalle de fréquence dans lequel certaines caractéristiques utiles du rayonnement restent dans des limites précisées dans chaque cas".-

Pour chaque tour, le pas d'augmentation du module du rayon vecteur est de $2\pi c$, et les deux brins sont toujours, le long d'un même rayon vecteur, distants de $c\pi$.

La longueur du brin compris entre le point d'excitation et le point courant M est :

$$L = \frac{c}{2} \left[\text{Log} \left(\frac{r}{c} + \sqrt{1 + r^2/c^2} \right) + \frac{r}{c} \sqrt{1 + r^2/c^2} \right] \\ - \frac{c}{2} \text{Log} \left(\frac{r_0}{c} + \sqrt{1 + r_0^2/c^2} \right) - \frac{r_0}{2} \sqrt{1 + r_0^2/c^2}$$

Les brins sont constitués par des fils de rayon R constant.

III.2 - CARACTERISTIQUES GENERALES.

Les antennes en spirale d'Archimède peuvent être utilisées quand une large bande, une polarisation circulaire de l'onde émise, sont nécessaires. Souvent, le rayonnement est rendu unidirectionnel, à l'aide de réflecteurs ou de cavités.

Alors que pour une antenne équiangulaire plane, une petite longueur de brin est suffisante pour avoir de bonnes caractéristiques de rayonnement, l'antenne en spirale d'Archimède nécessite une grande longueur de brins [22]. Le rayonnement est alors à polarisation circulaire. Une rotation autour de l'axe laisse l'amplitude du champ à grande distance inchangée, mais fait varier progressivement la phase. Ainsi une rotation d'un degré en azimut, correspond à une modification de la phase d'un degré électrique.

Grâce à des comparaisons de phase, il est ainsi possible de faire de la goniométrie [28], [45].

III.3 - HISTORIQUE.

De nombreuses études expérimentales ont été faites sur des antennes planes en spirale d'Archimède, avec ou sans cavité [2], [3], [13], [22],

|25|, |26|, |46|, |49|, |50|. Elles ont permis de découvrir les caractéristiques propres à ce type d'antennes.

Les études théoriques ont été très peu nombreuses et sont restées approchées. Beaucoup d'auteurs ont repris la théorie des bandes de Burdine, qui considérait l'antenne comme une ligne de transmission enroulée et à fils parallèles. Lorsque deux courants adjacents sont en phase, donc se trouvent sensiblement sur un cercle de diamètre λ/π , nous sommes dans une zone de rayonnement de l'antenne ; et pour des courants en opposition de phase, la zone correspondante ne produit aucun rayonnement.

CURTIS [11] a proposé une analyse mathématique. Il considérait que chaque brin était formé de demi-cercles de rayon croissant, mis bout-à-bout, ce qui donne une bonne approximation géométrique de la spirale d'Archimède. Le courant est décomposé en deux ondes progressives, une directe et une réfléchie, dont les amplitudes décroissent exponentiellement en fonction de l'abscisse curviligne. Une intégration permet d'obtenir le champ rayonné à grande distance, ainsi que le rapport d'ellipticité dans l'axe de l'antenne.

La théorie est en bon accord avec des mesures de diagrammes de rayonnement faites pour des spirales ayant des brins tournant de $1/2$, 1 ou $3/2$ tours. Elle montre que la limite inférieure de la bande de fréquence de fonctionnement, définie en fonction du rapport d'ellipticité dans l'axe, correspond à un diamètre de la spirale égal à une demi-longueur d'onde. Ceci est d'autant plus vrai que les brins sont longs.

La limitation de cette méthode provient de la définition a priori d'une distribution de courant.

IV - CONCLUSION.

La plupart des propriétés des antennes équiangulaires ou en spirales d'Archimède ont été découvertes et vérifiées expérimentalement.

La méthode d'analyse de MEI, proposé pour des antennes coniques équiangulaires à deux brins, permet d'obtenir numériquement le courant le long des brins. Elle a déjà été appliquée à d'autres antennes à brins "*minces*" ou "*épais*" $|1|$, $|17|$, $|32|$, $|47|$, $|48|$.

Aussi nous l'avons appliquée, avec succès, aux antennes en spirale d'Archimède, qui n'avaient pas fait auparavant l'objet d'une théorie complète donnant le courant le long des brins.

Nous l'avons ensuite utilisée comme base de départ pour l'étude d'un réseau d'antennes, en tenant intégralement compte du couplage.

Etude théorique préliminaire :

Antenne du type spirale plane ,

à large bande et à polarisation circulaire .

I - INTRODUCTION.

Dans ce chapitre, nous présentons l'étude théorique d'antennes de type spirale plane à polarisation circulaire et à large bande, isolées dans l'espace.

Cette étude préliminaire nous servira de référence, lors de l'étude du couplage entre antennes de ce type.

Les résultats théoriques présentés sont tous originaux.

Nous disposons déjà, du fait d'études antérieures [17], [47], [51], [52], [53], de deux programmes numériques donnant le courant sur les éléments rayonnants et toutes les caractéristiques de rayonnement des antennes équiangulaires à deux ou quatre brins.

Nous nous sommes de plus intéressés aux antennes planes en spirale d'Archimède, qui sont très utilisées en pratique [45]. Elles ont, en effet, des caractéristiques intéressantes et constantes dans une large bande de fréquences, bien qu'elles ne soient pas, contrairement aux antennes équiangulaires, théoriquement indépendantes de la fréquence. (Cf. Généralités § III). Pour les étudier, nous avons utilisé des méthodes théoriques et numériques dérivées respectivement de celles de MEI et YEH. (Cf. Etude théorique d'un réseau, pages 31 à 38).

La bande de fréquences d'utilisation d'une antenne a sa borne supérieure liée à la taille de la zone d'alimentation, et sa borne inférieure est fonction de la longueur des éléments rayonnants. Si ceux-ci sont courts (1 à 2 longueurs d'onde), le courant en bout de brin n'aura pas été assez atténué par le rayonnement, et il y aura formation d'une onde de retour. Cette dernière donne un rayonnement à polarisation circulaire de sens inverse à l'onde incidente, ce qui change totalement les caractéristiques de rayonnement et en particulier, donne une onde émise polarisée elliptiquement.

Nous avons cherché à optimiser les paramètres d'une antenne de manière à obtenir la meilleure symétrie de révolution des diagrammes autour de l'axe et une polarisation de l'onde émise à peu près circulaire.

Dans tout le chapitre, nous recherchons une antenne directive, à large bande et à polarisation circulaire. Pour cela nous nous intéresserons aux caractéristiques de rayonnement suivantes :

. *Variations des ouvertures totales à demi-puissance (3 dB), pour les deux composantes E_θ et E_ϕ du champ, en fonction de la fréquence et en fonction du plan de site.*

Nous parlerons par la suite de *variations des ouvertures* : ce sont les variations rencontrées quand on fait varier le plan de site à une fréquence donnée.

. *Défauts dans les directions $\theta = 30^\circ$:*

Ce sont les variations maximales ($\pm \Delta\text{dB}$) de l'amplitude du champ rayonné dans les directions situées en site à 30° de l'axe principal de rayonnement.

. *Rapport d'ellipticité :*

Nous regarderons le rapport d'ellipticité de l'onde émise dans l'axe de l'antenne et également dans tout plan de site. Nous utiliserons la définition donnée dans [16], page 334.

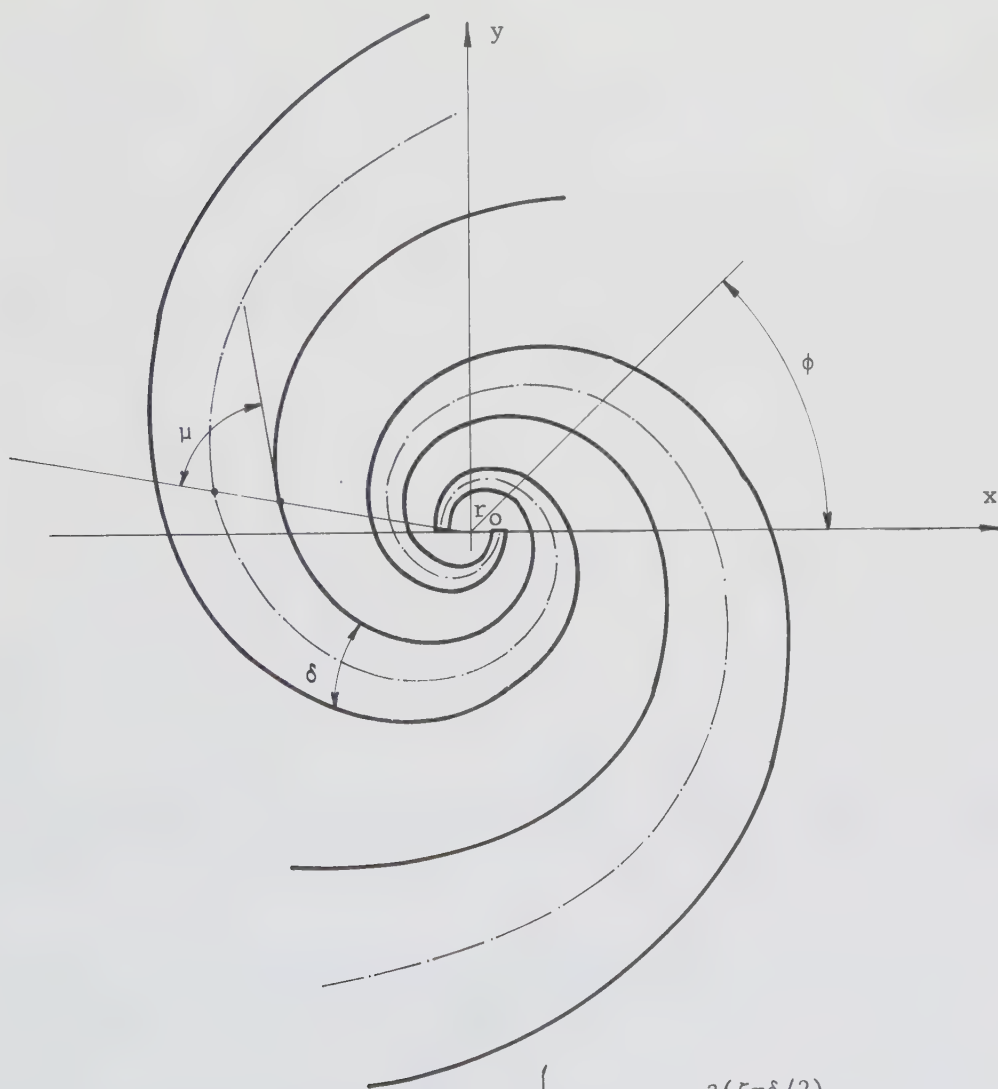
. *Directivité maximale :*

C'est la directivité moyenne isotrope linéaire dans la direction de l'axe de l'antenne. La moyenne est prise sur les différentes valeurs obtenues dans divers plans de site, donc en fait sur les valeurs prises en différents points de l'ellipse de polarisation.

II - ANTENNE EQUIANGULAIRE PLANE A DEUX BRINS.

Les paramètres de définition géométrique des antennes équiangulaires ont été définis page 7.

La figure ci-dessous en donne un bref rappel, dans le cas d'une antenne plane à deux brins "épais".



$$\text{Brin 1 : compris entre les 2 courbes} \quad \left\{ \begin{array}{l} \rho_1 = r_0 e^{a(\xi - \delta/2)} ; \phi_1 = \xi \\ \rho_2 = r_0 e^{a(\xi + \delta/2)} ; \phi_2 = \xi \end{array} \right.$$

Brin 2 : déduit du brin 1 par rotation de π autour de 0.

$a = \cotg \mu$: μ angle d'enroulement de la spirale.
 δ : largeur angulaire des brins "épais".
 r_o : longueur de la zone d'alimentation.
 L : longueur de brin rayonnant.

Nous rappellerons simplement ici qu'un brin "*mince*" est constitué d'un fil de diamètre constant, alors qu'un brin "*épais*" a un diamètre qui s'accroît proportionnellement au module du rayon vecteur.

Pour avoir un lobe principal de rayonnement dans l'axe de l'antenne, les deux brins doivent être alimentés en opposition de phase, ce qui est généralement réalisé par une coupure de potentiel ou "*slice-generator*". Cette coupure doit avoir une longueur inférieure au dixième de la longueur d'onde de travail pour fonctionner correctement.

Nous voulons avoir une bande de fréquences d'utilisation de l'antenne la plus large possible, ce qui nous conduit à envisager l'utilisation de brin "*épais*". Nous allons effectuer cette étude à l'aide d'un programme de calcul du courant sur les éléments rayonnants et des caractéristiques de rayonnement [51], [52], [53].

II.1 - ETUDE EN FONCTION DE L'ANGLE D'ENROULEMENT μ .

Il est évident que plus l'angle d'enroulement est fort, plus la spirale est serrée, ce qui accroît la symétrie de révolution du rayonnement. Nous avons donc pris quelques valeurs assez grandes de l'angle d'enroulement μ , pour une fréquence de 9 GHz moyenne dans la bande à couvrir et pour une largeur angulaire de 65 °. Les figures 1, 2, 3 et 4 montrent respectivement les défauts d'omnidirectionnalité, les variations des ouvertures, le rapport d'ellipticité dans l'axe et la directivité maximale moyenne.

On constate une nette amélioration des performances pour des angles μ élevés. Une valeur optimale semble être obtenue pour $\mu = 85$ °. Les figures 5, 6 et 7 montrent l'amplitude du courant (dB) le long d'un élément rayonnant en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde, ainsi que la directivité dans un plan de site pour

les deux composantes E_θ et E_ϕ du champ*, pour $\mu = 75^\circ$, et $87^\circ 5$. On voit que ce sont les remontées de courant qui provoquent ces détériorations des diagrammes de rayonnement. L'antenne semble ne plus rayonner suivant un mode pur (*généralités § II.2, et [47]*), mais suivant plusieurs modes couplés, d'où l'existence de ces remontées de courant.

II.2 - ETUDE EN FONCTION DE LA FREQUENCE.

Nous avons pris le meilleur cas du paragraphe précédent et avons fait varier la fréquence. Les figures 8 et 9 montrent l'amplitude du courant et la directivité à 2 et 18 GHz, pour une longueur L de 45 cm des brins rayonnants. On peut remarquer l'importance des remontées de courant à la fréquence la plus haute, qui est due au couplage et à l'inexistence de la zone d'établissement du courant. Les figures 10, 11, 12 et 13 présentent les variations des ouvertures, des défauts, du rapport d'ellipticité et de la directivité maximale. Elles indiquent une assez bonne stabilité avec la fréquence. Si on veut des défauts inférieurs à ± 1 dB, on a une bande passante de 2,5 - 18 GHz. Les variations des ouvertures restent néanmoins assez dépendantes de la fréquence.

Pour l'impédance d'entrée, les variations sont importantes, comme le montre le tableau ci-après.

f_{GHz}	2	5	7	11	13	15	18
Z_e	174-j 102	178+j 14	188+j 48	147+j 125	185-j 35	249+j 179	80+j 51
Ω							

La détérioration en haute fréquence provient de la zone d'alimentation qui devient non négligeable devant la longueur d'onde ($r_0 = 0,05$ cm).

* Nous parlerons simplement, pour plus de clarté dans la suite du texte, d'amplitude du courant et de directivité.-

III - ANTENNE EQUIANGULAIRE PLANE A QUATRE BRINS.

Pour notre étude, les antennes équiangulaires planes à quatre brins rayonnants ne sont intéressantes que si elles sont excitées en mode $m = 3$. Les brins seront donc excités par des tensions égales en amplitude, mais dont les phases respectives sont $(+1, -j, -1, +j)$. En effet, seul le mode $m = 3$ donne un rayonnement maximum dans la direction de l'axe de l'antenne [47].

Ces antennes, du fait de leur symétrie propre, ont la propriété d'émettre une onde polarisée rigoureusement circulairement dans la direction de leur axe.

III.1 - ETUDE EN FONCTION DE L'ANGLE D'ENROULEMENT.

Pour avoir une bonne symétrie de révolution, nous avons pris des antennes à fort angle d'enroulement. Nous présentons, figures 18, 19 et 20, les défauts, les variations d'ouverture et la directivité maximale dans l'axe en fonction de l'angle μ , pour une antenne de paramètres $\delta = 30^\circ$, $L = 45$ cm et à la fréquence de 9 GHz. Par comparaison avec les antennes équiangulaires à deux brins (figures 1, 2 et 4), on constate une nette amélioration des performances avec l'accroissement du nombre de brins. Et de plus, nous avons maintenant un rayonnement à polarisation rigoureusement circulaire dans l'axe.

Pour obtenir la meilleure symétrie de révolution, l'angle d'enroulement optimum est $\mu = 82^\circ 5'$, alors qu'il était de 85° pour des antennes à deux brins. La symétrie des diagrammes de rayonnement pour une antenne à P brins est d'ordre P . Cela explique que pour obtenir des variations de l'ouverture des diagrammes de rayonnement sensiblement identiques, il n'est pas nécessaire d'enrouler l'antenne à quatre brins aussi fortement que l'antenne à deux brins.

Les figures 21, 22 et 23 montrent les courants sur les brins et les directivités dans un plan de site, pour des angles d'enroulement de 70° , $82^\circ 5'$ et 85° . Les remontées de courant sont les plus faibles pour $\mu = 82^\circ 5'$, ce qui montre que ces dernières sont responsables de la dégradation de la symétrie de révolution. De plus, les couplages entre modes de rayonnement sont très faibles. L'antenne commence à rayonner suivant son mode principal dans une première zone ($s/\lambda \in [0,3]$), puis suivant un mode secondaire peu perturbé ($s/\lambda > 3$), ce qui se traduit par une deuxième zone d'atténuation du courant dont la pente moyenne est une droite [47].

III.2 - ETUDE EN FONCTION DE LA FREQUENCE.

Nous avons pris le meilleur cas du paragraphe précédent et avons fait varier la fréquence. Les figures 24 et 25 montrent l'amplitude du courant et la directivité à 2 et 18 GHz pour une longueur de 45 cm des brins rayonnants. On peut remarquer que pour la fréquence de 18 GHz le courant a pu s'établir sans perturbation. Les figures 26, 27 et 28 donnent les courbes de variation des défauts des ouvertures et de la directivité maximale. On retrouve l'indépendance de la fréquence de ce type d'antenne, tant que l'influence des limites en dimension ne se fait pas sentir. L'ouverture à demi-puissance ne pouvant pas être définie pour la composante E_ϕ du champ à la fréquence de 1 GHz, on a une antenne pouvant couvrir la gamme de 2 à 18 GHz sans modifications sensibles des caractéristiques de rayonnement.

Cette bonne indépendance de la fréquence s'explique par le fait que l'antenne a un mode de rayonnement qui domine fortement. Ainsi, le premier mode secondaire n'apparaît sur le courant qu'à -22 dB du maximum. La décroissance du courant est rapide (beaucoup plus que pour les antennes à deux brins, cf. figures 24 et 25). Le rayonnement est donc pratiquement celui d'un mode pur.

III.3 - CONCLUSION.

Les antennes équiangulaires planes à quatre brins rayonnants

excitées en mode $m = 3$, ont des performances très bonnes si elles sont fortement enroulées. Elles permettent de couvrir des bandes de fréquences très importantes, mais elles nécessitent un système d'alimentation plus complexe que celui des antennes à deux brins.

De plus, nous constatons que l'augmentation du nombre des brins correspondant à une diminution des modes secondaires de rayonnement, donc des remontées de courant le long des brins.

IV - ANTENNE PLANE EN SPIRALE D'ARCHIMEDE.

La géométrie et les caractéristiques principales de ces antennes ont été définies dans les généralités (§ III).

IV.1 - PROGRAMME NUMERIQUE DE CALCUL.

Nous avons réalisé l'étude théorique des antennes en spirales d'Archimède en partant des travaux de MEI et YEH. Elle peut être considérée comme un cas particulier de l'étude du réseau réalisée (pages 29 à 46).

Lors de la programmation, une difficulté particulière est apparue, propre aux antennes en spirale d'Archimède. Pour un point d'un brin d'une antenne équiangulaire, la relation entre l'abscisse curviligne et le module du rayon vecteur est linéaire, les passages d'une grandeur à une autre se font donc sans problème. Or, pour une spirale d'Archimède, la fonction de passage de l'abscisse curviligne au module du rayon vecteur n'est plus analytique, et nous avons besoin de faire de tels passages au cours de nos calculs. Nous avons donc dû utiliser un sous-programme de détermination du zéro d'une fonction dans un intervalle : celui dont nous nous sommes servis combine la méthode de dicotomie et celle de Newton, et travaille par approximations successives. Même si la solution est obtenue, comme dans la majeure partie des cas, au bout d'un petit nombre d'itérations, il n'en reste pas moins que le nombre assez important d'appels du sous-programme augmente le temps de calcul assez considérablement : de 50 à 100 % suivant les cas. On arrive ainsi à des temps de calcul de l'ordre de 10 mn sur CII 10070 (cycle de base de 755 à 1230 ns suivant la fonction) pour un découpage en 65 segments.

Le programme numérique ainsi réalisé, permet d'obtenir le courant

en amplitude et phase, sur les brins rayonnants, ainsi que toutes les caractéristiques de rayonnement des antennes planes en spirale d'Archimède. Une légère modification permettrait d'obtenir les mêmes résultats, mais avec des antennes coniques.

La figure 29 donne un exemple de ce que l'on peut obtenir directement à l'aide d'un ordinateur si celui-ci est relié à un traceur de courbe. Nous présentons l'amplitude du courant en fonction de l'abscisse curviligne, rapportée à la longueur d'onde d'une antenne en spirale d'Archimède, et la directivité isotrope dans un plan de site pour les deux composantes du champ. La figure 29 donne aussi la phase le long de la même antenne: on a pratiquement une onde progressive pour la zone principale de rayonnement. La convergence du calcul est relativement difficile à obtenir. La présence de nombreuses oscillations sur la courbe d'amplitude du courant oblige à prendre un découpage relativement fin pour obtenir la convergence des calculs. En effet, les oscillations sont très sensibles à la longueur des intervalles de découpage des brins rayonnants ; elles ont pour période approximativement la demi-longueur d'onde. La convergence est obtenue pour environ 7 à 8 intervalles de découpage par longueur d'onde de brin rayonnant.

Le fait de prendre un découpage relativement fin sur les brins par rapport, par exemple, aux antennes équiangulaires où 4 à 5 points par longueur d'onde sont suffisants pour assurer la convergence, nous oblige, pour une taille de mémoire centrale d'ordinateur donnée, à prendre des antennes dont les éléments rayonnants sont relativement courts. Ceci est gênant car ordinairement, les antennes en spirale d'Archimède sont enroulées assez serrées et ont des longueurs de brins rapportées à la longueur d'onde très grandes.

IV.2 - ETUDE EN FONCTION DE LA CONSTANTE DE LA SPIRALE.

Nous nous sommes intéressés aux variations des ouvertures pour des antennes en fonction de la constante de la spirale c , à la fréquence de 7,5 GHz et toutes self-complémentaires, c'est-à-dire que le rayon R du brin est choisi de manière à avoir dans le plan de l'antenne autant

de surface couverte par les brins rayonnants que de surface libre : $R = \frac{c\pi}{4}$. Les figures 30 et 31 donnent des exemples de l'amplitude du courant sur des antennes de paramètres différents. Les rapports d'ellipticité (fig. 32) de l'onde émise dans l'axe de l'antenne sont tous très faibles. La remontée observée pour les antennes les plus serrées est due aux ondes de retour observables sur les courants, (fig. 30). En effet, cette onde de retour rayonne une polarisation circulaire de sens inverse de celle de l'onde incidente, d'où une onde émise polarisée elliptiquement. Ce phénomène est dû en majeure partie au fait que les antennes que l'on prend pour faire les calculs ont des brins rayonnants de longueur relativement faible, et nous imposons dans notre programme numérique un courant nul en bout de brin. Nous avons alors création d'une onde réfléchie si le courant n'est pas encore assez faible en fin de brin. C'est pourquoi l'on observe des oscillations, provenant de la combinaison des ondes incidente et réfléchie, d'autant plus fortes que le courant sur un brin décroît moins vite, donc que c est petit. Le fait de prendre des éléments rayonnants un peu plus longs diminue l'amplitude des oscillations et le rapport d'ellipticité de l'onde émise dans l'axe de l'antenne. Donc cette anomalie pour les spirales très serrées n'est pas physique et n'existera pas sur les antennes réelles.

Pratiquement, les différents constructeurs d'antennes en spirale d'Archimède prennent des éléments rayonnants très longs et chargent leurs antennes en mettant des absorbants électromagnétiques en bout de brin pour éviter les ondes réfléchies [26], [46].

La figure 33 donne les défauts du rayonnement isotrope pour les deux composantes du champ, dans les directions $\theta = 30^\circ$. La figure 34 donne la variation des ouvertures pour les deux composantes du champ. D'après ces figures, il apparaît que la variation des caractéristiques de rayonnement avec la constante de la spirale est très faible. C'est ce qu'ont constaté les auteurs ayant réalisé de telles spirales [3], [11], [25], [26], [46]. Il semble quand même que les variations d'ouverture et les défauts doivent donner un optimum au point de vue révolution des diagrammes de rayonnement, pour une constante : $c = 0,0636 \text{ cm (rd)}^{-1}$.

KAISER [26] chiffre expérimentalement l'impédance d'entrée des antennes en spirale d'Archimède à environ 100Ω pour des spirales serrées, alors que pour des antennes vraiment self-complémentaire on devrait retrouver $60\pi \Omega$, soit 188Ω environ [12]. De nos calculs, nous tirons le tableau ci-après donnant l'impédance d'entrée d'antennes de différentes constantes :

$c \text{ cm}(\text{rd})^{-1}$	0,0212	0,0318	0,0530	0,0636	0,0848
$Z_e \Omega$	114+j 40	120+j 37	104+j 8	98+j 20	92 + j 18

c (cm.rd ⁻¹)	0,106	0,1272
$Z_e \Omega$	92-j 61	86-j 68

Ces impédances ont été calculées pour un r_0 fixe égal 0,1 cm.

L'accord des calculs avec des résultats expérimentaux est donc bon.

IV.3 - ETUDE EN FONCTION DE LA FREQUENCE.

Les figures 31, 35 et 36 montrent les amplitudes des courants et les directivités isotropes d'une même antenne de constante $c = 0,0636 \text{ cm}(\text{rd})^{-1}$ aux fréquences de 7,5; 2 et 13 GHz. On peut constater que la pente de la première zone de rayonnement croît avec la fréquence alors que les remontées de courant sont plus fortes. Ceci montre une dépendance très nette de la fréquence. La limitation en haute fréquence va provenir de ces zones de rayonnement secondaire qui détériorent la symétrie de révolution des diagrammes de rayonnement. La limitation en basse fréquence apparaît quand l'onde de retour, du fait de la faible longueur des brins rapportée à la longueur d'onde, devient trop importante.

Les figures 37, 38, 39 et 40 montrent les variations des ouvertu-

res, des défauts, de la directivité maximale et du rapport d'ellipticité en fonction de la fréquence. Sur toute la gamme, on a une onde pratiquement polarisée circulairement dans l'axe, et de plus, les ouvertures varient assez peu.

Cependant, la dépendance de la fréquence déjà signalée se manifeste par une dégradation de la symétrie de révolution pour les autres fréquences alors qu'elle ne se produisait pas pour une antenne équiangulaire à quatre brins rayonnants (comparer les figures 27 et 37).

Au point de vue impédance d'entrée, on a une stabilité moyenne comme on peut le voir dans le tableau suivant :

f	2	3	5	7	11	13	15	16,5	18
GHz									
Z_e	92-j 1	88+j 0,3	92-j 2	92+j 7	118+j 16	182+j 17	146+j 24	157+j 29	168+j 35
Ω									

IV.4 - CONCLUSION.

Les antennes en spirale d'Archimède, bien qu'elles ne soient pas indépendantes de la fréquence, ont néanmoins des caractéristiques de rayonnement sensiblement constantes dans d'assez larges bandes de fréquences.

V - CONCLUSION.

Pour les spirales seules, il est évident que la meilleure antenne est équiangulaire à quatre brins, excitée en mode $m = 3$ et de paramètres $\mu = 82^\circ 5$ et $\delta = 30^\circ$. On peut ainsi couvrir une bande de 2 à 18 GHz pour ainsi dire sans modification des performances, mais le système d'alimentation nécessaire est plus complexe (deux symétriseurs et un coupleur). Sur toute la gamme on a des ouvertures variant entre 63° et 87° , soit $\pm 12^\circ$. Par contre, pour une variation de $\pm 14^\circ$, la bande passante de l'antenne équiangulaire à deux brins $\mu = 85^\circ$, $\delta = 65^\circ$ est de 3 - 15 GHz, et celle de l'antenne d'Archimède ($c = 0,0636$) de 3 - 16,5 GHz. Le rapport en fréquence définissant la bande passe donc de 9 : 1, à 5 : 1 et 5,3 : 1.

On voit ainsi l'intérêt des antennes théoriquement indépendantes de la fréquence, donc "*épaisses*" et de l'augmentation du nombre de leurs brins. Les zones secondaires de rayonnement, qui détériorent les caractéristiques de rayonnement, sont plus faibles.

Etude théorique d'un réseau
de N antennes côniques symétriques
de même axe et à P brins.

I - INTRODUCTION.

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'étendre la méthode d'analyse de MEI [36], à un réseau d'antennes coniques symétriques à brins "minces" ou "épais". Cette méthode a déjà été souvent utilisée et étudiée [1], [6], [17], [32], [36], [47]. Elle permet d'obtenir les courants sur chacun des brins rayonnants, compte tenu de la présence de tous les autres, sous forme d'un système d'équations intégrales.

Ce système ne peut être résolu que numériquement et à l'aide d'ordinateurs de forte capacité. YEH [51], [53] a donné les bases d'une telle résolution. Il est alors possible d'obtenir les courants et toutes les caractéristiques de rayonnement d'un réseau de paramètres donnés en quelques minutes de calcul.

Nous pouvons ainsi éviter une longue série d'expériences et de manipulations, souvent fort délicates, qui seules auraient peut-être permis d'aboutir aux mêmes résultats.

En particulier notre théorie a permis de confirmer et d'expliquer les difficultés rencontrées depuis une dizaine d'années, par les expérimentateurs désireux d'obtenir des antennes directives plates à polarisation circulaire et à large bande.

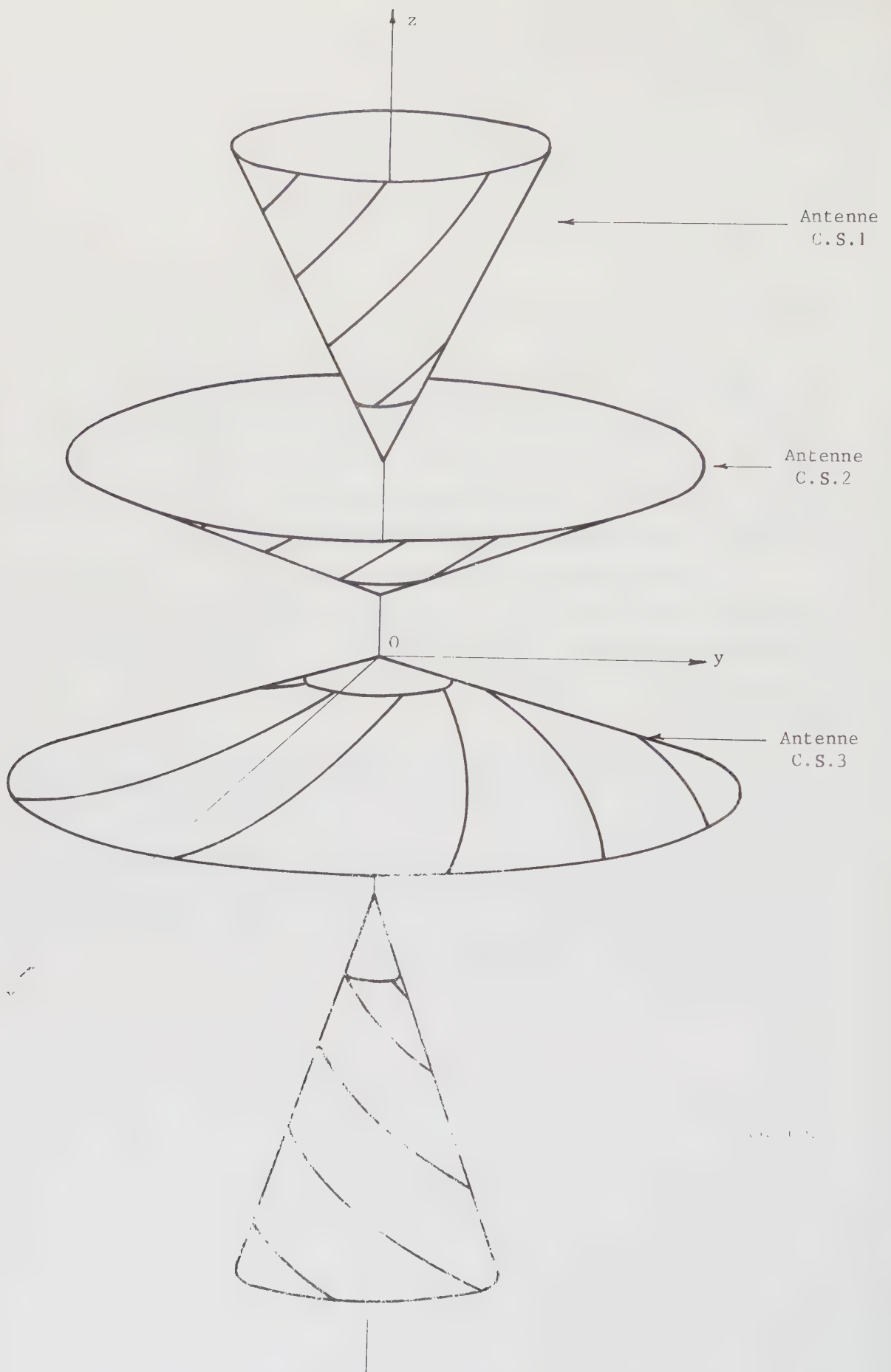


Schéma d'un réseau de quatre antennes coniques symétriques à P brins et de même axe.

II - GEOMETRIE DU RESEAU.

Ce réseau est une combinaison des réseaux de type "*coaxial*" et "*colinéaires*" définis par DYSON pour des antennes coniques équiangulaires [20]. Il est schématisé sur la figure de la page 30.

Les antennes coniques symétriques ont été définies dans les généralités (§ I).

Les seules hypothèses que nous ferons sur les antennes couplées sont :

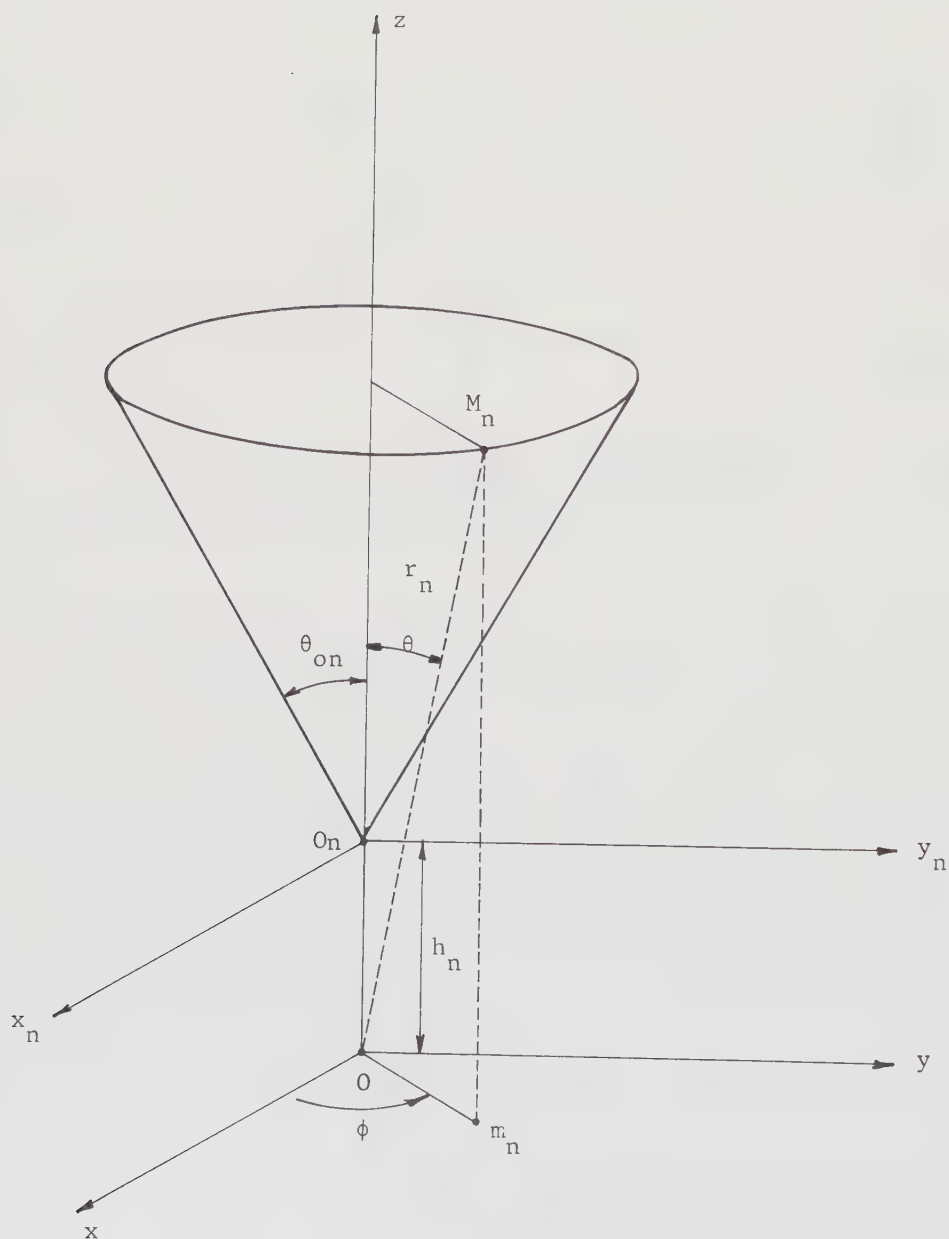
- elles ont toutes même axe, l'axe $\vec{Oz}$,
- elles sont toutes excitées suivant des modes symétriques,
- elles sont imbriquées de manière à ce qu'aucun brin de l'une ne touche un brin d'une autre,
- les P brins ($P \in \{2, 4, 6, \dots\}$) sont, soit des fils de rayon constant, soit "*épais*". Nous supposons que leur épaisseur est assez faible pour répondre aux conditions dites des "*antennes à fils minces*". Pour cela, nous devons avoir $k_0 R \leq 0,2$, (R : rayon du brin). Cette condition sera toujours réalisée pour des fils de rayon constant. Pour des brins "*épais*", nous vérifierons, dans chaque cas, que cette condition est réalisée dans la zone de rayonnement principal de l'antenne. Il se peut, en effet, qu'il n'en soit pas ainsi en bout de brin ; mais l'erreur est négligeable si le courant, au point correspondant, est très faible.

La figure de la page 32 définit les paramètres de la $n^{\text{ième}}$ antenne. Soient :

- h_n la cote du sommet du cône support de la structure,
- θ_{on} le demi-angle au sommet du cône,
- M_n un point courant sur un brin.

La zone physique d'alimentation des antennes sera représentée théoriquement comme suit : chaque brin est prolongé jusqu'à l'axe du réseau, par une partie rectiligne, parallèle au plan xOy , de même diamètre que le brin et amenant l'excitation. Cette dernière sera réalisée par une coupure de potentiel.

Il faut bien noter qu'un tel réseau ne sera véritablement indépendant de la fréquence que si les différents h_n sont tous nuls.



Définition des paramètres géométriques d'un point appartenant à un brin de la $n^{\text{ième}}$ antenne du réseau.

III - ETABLISSEMENT DU SYSTEME D'EQUATIONS INTEGRALES.

D'après la définition des modes d'excitations et la symétrie du réseau, nous pouvons, sur chaque antenne, grouper les P brins en paires portant des courants d'amplitude égale mais de phase opposée ; chaque paire correspond à des brins diamétralement opposés. Elle constituera un fil unique de longueur $2L_p$, alimenté en son centre, $p \in \{1, 2, 3, \dots, P/2\}$.

Sur chaque fil d'indice p de la $n^{\text{ième}}$ antenne, nous prendrons un système de coordonnées cylindriques curvilignes. Nous appellerons :

- s_p^n l'abscisse curviligne en un point M' de la ligne moyenne du fil p de l'antenne n .
- $\vec{s}_p^n$ le vecteur unitaire tangent en $M'(s_p^n)$ à la ligne moyenne.
- s_p^n l'abscisse curviligne en un point M de la surface du brin.
- $\vec{s}_p^n$ le vecteur unitaire tangent au brin en $M(s_p^n)$.

Nous supposons que le courant total $I^n(s_p^n)$ se trouve localisé au point $M'(s_p^n)$ de la ligne moyenne. Par la suite, nous désignerons par $\text{fil}(n, p)$ le $p^{\text{ième}}$ fil de la $n^{\text{ième}}$ antenne.

Si de plus nous supposons que nous répondons aux conditions des "antennes à fils minces", nous pouvons adopter l'équation de HALLEN généralisée par MEI [36] que nous adaptons à notre problème de réseau.

L'étude théorique du réseau peut alors s'effectuer comme suit.

La composante tangentielle du potentiel vecteur en un point $M(s_p^n)$ de la surface du fil (n, p) en présence du reste du réseau, s'écrit :

$$A_s(s_p^n) = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{q=1}^{P/2} \sum_{l=1}^N \int_{2L_q} I_q^l(s_q^l) G(s_p^n, s_q^l) \vec{s}_p^n \cdot \vec{s}_q^l ds_q^l$$

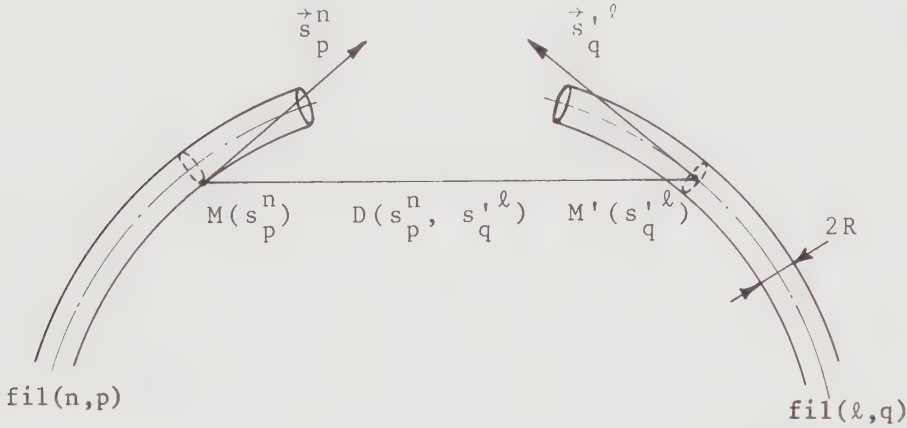
où μ_0 est la perméabilité du vide et G la fonction définie par :

$$G(s_p^n, s_q^l) = \frac{\exp[-jk_0 D(s_p^n, s_q^l)]}{D(s_p^n, s_q^l)}$$

avec k_0 constante de propagation en espace libre et D distance des points $M(s_p^n)$ et $M'(s_q^l)$, donnée par :

$$D(s_p^n, s_q'^\ell) = \sqrt{\|\vec{r}_p^n - \vec{r}_q^\ell\|^2 + R^2}$$

$\vec{r}_p^n$ étant le rayon vecteur correspondant au point $M(s_p^n)$ et R le rayon du brin au point $M(s_p^n)$.



Le potentiel scalaire au point $M(s_p^n)$ est donné par :

$$\Phi(s_p^n) = - \frac{1}{4\pi j \omega \epsilon_0} \sum_{q=1}^{P/2} \sum_{\ell=1}^N \int_{2L_q^\ell} \frac{dI_q^\ell}{ds_q'^\ell}(s_q'^\ell) G(s_p^n, s_q'^\ell) ds_q'^\ell$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide et ω la pulsation de l'excitation. En intégrant par parties, et en imposant que le courant soit nul aux extrémités de chaque fil, on obtient :

$$\Phi(s_p^n) = \frac{1}{4\pi j \omega \epsilon_0} \sum_{q=1}^{P/2} \sum_{\ell=1}^N \int_{2L_q^\ell} I_q^\ell(s_q'^\ell) \frac{\partial G}{\partial s_q'^\ell}(s_p^n, s_q'^\ell) ds_q'^\ell$$

Le champ électrique tangentiel est donné à la surface du brin par la formule :

$$(1) \quad E_s = - \text{grad}_s \Phi - j\omega A_s$$

Soit E_s^i la composante tangentielle soit d'un champ électrique incident pour une antenne à la réception, soit d'un champ électromoteur pour une antenne à l'émission.

En un point de la surface d'un fil, supposé parfaitement conducteur, la composante tangentielle du champ électrique est nulle, on a donc :

$$(2) \quad E_s + E_s^i = 0$$

Posons :

$$U(s) = -j\omega\epsilon_0 \mu_0 \int_0^s \Phi(\xi) d\xi$$

on a :

$$U(s_p^n) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{q=1}^{P/2} \sum_{\ell=1}^N \int_0^{s_p^n} \int_{2L_q^\ell} I_q^\ell(s_q', \ell) \frac{\partial G}{\partial s_q', \ell}(\xi_p^n, s_q', \ell) ds_q', \ell d\xi_p^n$$

et aussi
$$\frac{dU}{ds} = -j\omega\epsilon_0 \mu_0 \Phi$$

$$(3) \quad \frac{d^2U}{ds^2} = -j\omega\epsilon_0 \mu_0 \frac{d\Phi}{ds}$$

Les formules (1) et (2) donnent :

$$E_s^i = \text{grad}_s \Phi + j\omega A_s$$

d'où avec (3) et compte-tenu de $k_o^2 = \omega^2 \mu_o \epsilon_o$

$$(4) \quad \boxed{\frac{d^2U}{ds^2} + k_o^2 A_s + j\omega \mu_o \epsilon_o E_s^i = 0}$$

Posons
$$\psi(s) = U(s) - \int_0^s k_o [U(\xi) - A_s(\xi)] \sin k_o(s-\xi) d\xi.$$

L'équation (4) se transforme en :

$$(5) \quad \frac{d^2 \psi}{ds^2} + k_o^2 \psi = -j \omega \epsilon_o \mu_o E_s^i$$

Nous allons désormais nous placer à l'émission. Nous supposons que chaque fil (n,p) constitué par deux brins alimentés en opposition de phase est alimenté en son centre par un saut de potentiel $\sigma_p^n = -j \omega \mu_o \epsilon_o V_p^n$. Cela revient à admettre une excitation par coupure de potentiel ("slice generator"), correspondant à une excitation en tension V_p^n . Nous représenterons cette coupure par la distribution de potentiel

$$-j \omega \mu_o V_p^n \delta_o$$

où δ_o est la distribution de Dirac à l'origine.

Nous considérerons, par la suite, que les calculs sont faits dans l'espace des fonctions généralisées [5], [44]. Dans cet espace l'équation (5) s'écrit :

$$(6) \quad \frac{d^2 \psi}{ds^2} + k_o^2 \psi = -j \omega \epsilon_o \mu_o V \delta_o$$

Comme $-j \omega \epsilon_o \mu_o V$ est bien le saut de la fonction $\frac{dU}{ds}$ au point zéro, nous pouvons intégrer (6) au sens des distributions [39].

Avec les conditions :

- . $\psi(o) = 0$
- . ψ continue au point zéro
- . ψ paire

la solution de (6) est (cf [33] annexe 2) :

$$\psi(s) = -\frac{j \omega \epsilon_o \mu_o V}{2 k_o} \sin k_o |s|$$

et :

$$(7) \quad U(s_p^n) = -\frac{j \mu_o V_p^n}{2 Z_o} \sin k_o |s_p^n| + \int_0^{s_p^n} k_o [U(\xi_p^n) - A_s(\xi_p^n)] \sin k_o (s_p^n - \xi_p^n) d\xi_p^n$$

avec Z_o impédance caractéristique du vide.

. Soit $X(s) = k_o \int_0^s U(\xi) \sin k_o(s-\xi) d\xi$.

En remplaçant U par sa valeur, on obtient :

$$X(s_p^n) = -\frac{\mu_o k_o}{4\pi} \sum_{q=1}^{P/2} \sum_{\ell=1}^N \int_0^{s_p^n} \int_0^{\xi_p^n} \int_{2L_q}^{\ell} I_q^{\ell}(s_q', \ell) \frac{\partial G}{\partial s_q'}(\eta_p^n, s_q', \ell) \sin k_o(s_p^n - \xi_p^n) ds_q'^{\ell} d\eta_p^n d\xi_p^n$$

En changeant l'ordre des intégrations, et en intégrant par parties en ξ_p^n , on trouve :

$$X(s_p^n) = U(s_p^n) + \frac{\mu_o}{4\pi} \sum_{q=1}^{P/2} \sum_{\ell=1}^N \int_0^{s_p^n} \int_{2L_q}^{\ell} I_q^{\ell}(s_q', \ell) \frac{\partial G}{\partial s_q'}(\eta_p^n, s_q', \ell) \cos k_o(s_p^n - \eta_p^n) ds_q'^{\ell} d\eta_p^n \quad (8)$$

. Soit $Y(s) = k_o \int_0^s A_s(\xi) \sin k_o(s-\xi) d\xi$.

En remplaçant A par sa valeur, on obtient :

$$Y(s_p^n) = \frac{\mu_o k_o}{4\pi} \sum_{q=1}^{P/2} \sum_{\ell=1}^N \int_0^{s_p^n} \int_{2L_q}^{\ell} I_q^{\ell}(s_q', \ell) G(\eta_p^n, s_q', \ell) \vec{\eta}_p^n \cdot \vec{s}_q'^{\ell} \sin k_o(s_p^n - \eta_p^n) ds_q'^{\ell} d\eta_p^n$$

Une intégration par parties en η_p^n donne :

$$Y(s_p^n) = -D_p^n \cos k_o s_p^n + \frac{\mu_o}{4\pi} \sum_{q=1}^{P/2} \sum_{\ell=1}^N \left\{ \int_{2L_q}^{\ell} I_q^{\ell}(s_q', \ell) G(s_p^n, s_q', \ell) \vec{s}_p^n \cdot \vec{s}_q'^{\ell} ds_q'^{\ell} \right. \\ \left. - \int_0^{s_p^n} \int_{2L_q}^{\ell} I_q^{\ell}(s_q', \ell) \left[\frac{\partial G}{\partial \eta_p^n}(\eta_p^n, s_q', \ell) \vec{\eta}_p^n \cdot \vec{s}_q'^{\ell} + G(\eta_p^n, s_q', \ell) \frac{\partial(\vec{\eta}_p^n \cdot \vec{s}_q'^{\ell})}{\partial \eta_p^n} \right] \cos k_o(s_p^n - \eta_p^n) ds_q'^{\ell} d\eta_p^n \right\} \quad (9)$$

Or $U(s_p^n) = -\frac{j V_p^n}{2Z_o} \sin k_o |s_p^n| - X(s_p^n) + Y(s_p^n)$, d'où en utilisant (8) et

(9) :

$$\sum_{q=1}^{P/2} \sum_{\ell=1}^N \int_{2L_q}^{\ell} I_q^{\ell}(s_q', \ell) \Pi(s_p^n, s_q', \ell) ds_q'^{\ell} = B_p^n \cos k_o s_p^n - j \frac{2\pi V_p^n}{Z_o} \sin k_o |s_p^n| \quad (10)$$

avec :

$$\Pi(s, s') = G(s, s') \vec{s} \cdot \vec{s}' - \int_0^s \left[\frac{\partial G}{\partial \eta}(\eta, s') \vec{\eta} \cdot \vec{s}' + \frac{\partial G}{\partial \eta}(\eta, s') + G(\eta, s') \frac{\partial(\vec{\eta} \cdot \vec{s}')}{\partial \eta} \right] \cos k_0(s - \eta) d\eta \quad (11)$$

Soit le fil (q, ℓ) excité à l'origine, nous orientons ce fil de manière

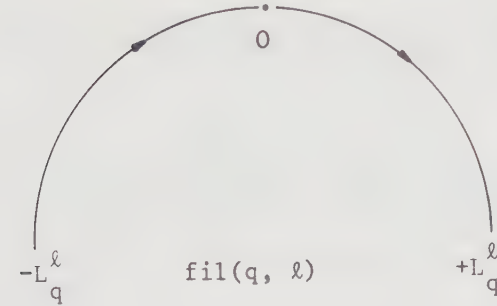
à prendre positive l'abscisse curviligne sur le brin $[0, L_q^\ell]$ et négative sur $[-L_q^\ell, 0]$.

Par hypothèse :

$$I_q^\ell(-s_q^\ell) = -I_q^\ell(s_q^\ell)$$

En posant :

$F(s, s') = \Pi(s, s') + \Pi(s, -s')$, on peut écrire :



$$\sum_{q=1}^{P/2} \sum_{\ell=1}^N \int_0^{L_q^\ell} I_q^\ell(s_q^\ell) F(s_p^n, s_q^\ell) ds_q^\ell = B_p^n \cos k_0 s_p^n - \frac{2\pi j}{Z_0} V_p^n \sin k_0 s_p^n \quad (12)$$

Nous obtenons ainsi un système de $PN/2$ équations intégrales de ce type à résoudre [une par fil (n, p)].

Du fait de la symétrie axiale d'ordre P du réseau, les courants sur les brins d'une même antenne sont égaux, en des points correspondants, à un terme de phase près. Ainsi, si le $p^{\text{ième}}$ brin est pris pour référence et si l'antenne d'indice ℓ est excitée suivant le mode m , le courant sur le $k^{\text{ième}}$ brin est donné par :

$$I_k^\ell = I_p^\ell e^{2\pi j k m / P}.$$

Il ne reste donc que N fonctions indépendantes I_p^ℓ , que nous noterons I^ℓ , à déterminer.

Nous réduisons ainsi notre système à N équations intégrales. Ce système final s'écrit :

$$\sum_{\ell=1}^N \int_0^{L_q^\ell} I^\ell(s, \ell) \left[\sum_{q=1}^{P/2} e^{2\pi j q m / P} F(s^n, s_q^\ell) \right] ds_q^\ell = B^n \cos k_0 s^n - j \frac{2\pi}{Z_0} V^n \sin k_0 s^n \quad (13)$$

avec $n \in \{1, 2, 3, \dots, N\}$.

Les constantes B^n sont déterminées par la condition de courant nul au bout du brin de l'antenne considérée.

IV - RESOLUTION DU SYSTEME D'EQUATIONS INTEGRALES.

Le système de N équations intégrales ne peut être résolu que numériquement.

YEH [51], [53] a étudié une équation intégrale de même type. A l'aide de certains de ses résultats, nous avons pu poser le principe de la résolution du système (13).

IV.1 - RAPPELS SUR LA METHODE DE YEH [51], [53].

YEH avait une équation intégrale de la forme :

$$(14) \quad \int_a^b I(s') G(s, s') ds' = f(s)$$

(Elle correspond au problème d'une antenne seule).

Sa méthode a été reprise, pour des équations intégrales similaires, par d'autres auteurs [1], [47].

Le principe général de résolution d'une équation intégrale de ce type est l'approximation du courant I par une série de J fonctions C_j linéairement indépendantes :

$$I(s') \neq \sum_{j=1}^J A_j C_j(s')$$

où les A_j sont des constantes.

L'équation (14) s'écrit alors :

$$(15) \quad \sum_{j=1}^J A_j \int_a^b C_j(s') G(s, s') ds' \neq f(s)$$

Les constantes A_j sont déterminées pour que l'équation (15)

soit exactement vérifiée en J points d'abscisse curviligne S_j
 $[j \in \{1, 2, 3, \dots, J\}]$.

YEH a recherché une série de fonctions C_j donnant une bonne convergence des calculs lors de la résolution numérique du système. Il a abouti aux fonctions suivantes :

$$\begin{cases} C_j(s) = B_j + D_j \sin k_0(s-S_j) + E_j \cos k_0(s-S_j) ; & s \in \Delta S_j \\ C_j(s) = 0 & ; \quad s \notin \Delta S_j \end{cases}$$

avec
$$\Delta S_j = \left[\frac{S_{j-1} + S_j}{2}, \frac{S_j + S_{j+1}}{2} \right]$$

Les constantes B_j, D_j, E_j sont déterminées pour avoir :

$$. C_j(S_j) = I(S_j)$$

et, si C_j' est la continuation de C_j hors du segment ΔS_j ,

$$. C_j'(S_{j+1}) = I(S_{j+1})$$

$$. C_j'(S_{j-1}) = I(S_{j-1}).$$

Le courant I s'écrit :

$$(16) \quad I(s) = X(s) I(S_{j-1}) + Y(s) I(S_j) + Z(s) I(S_{j+1}) ; \quad s \in \Delta S_j,$$

où les fonctions X, Y et Z sont des combinaisons des fonctions C_j .

L'équation intégrale (14) devient le système d'équations linéaires :

$$(17) \quad \boxed{\begin{aligned} \sum_{j=1}^J \int_{\Delta S_j'} [X(s') I(S_{j-1}') + Y(s') I(S_j') + Z(s') I(S_{j+1}')] G(S_i, s') ds' &= f(S_i) \\ i &\in \{1, 2, 3, \dots, J\} \end{aligned}}$$

L'intégration sur chaque segment $\Delta S_j'$ est effectuée par la méthode de Lobatto à quatre points [37].

IV.2 - PRINCIPE DE LA RESOLUTION NUMERIQUE DU SYSTEME D'EQUATIONS INTEGRALES.

Dans le système d'équations intégrales (13), correspondant au problème de N antennes couplées, nous avons des intégrales de la forme :

$$\int_0^L I(s') \left[\sum_{q=1}^{P/2} e^{2\pi j q m / P} F(s, s') \right] ds'$$

Nous allons décomposer chacune de ces intégrales selon le principe de YEH.

Nous supposons donc que la forme des courants obtenus permettra une bonne convergence des calculs, c'est-à-dire que l'interpolation des courants par des fonctions sinusoïdales est encore valable dans notre cas. Nous vérifierons cette hypothèse a posteriori sur chaque programme, par l'étude de la convergence.

Nous appelons ici "convergence" la propriété d'obtenir des résultats numériques stationnaires pour des découpages des brins différents. Nous ne montrons pas la "convergence" de la solution obtenue vers la vraie solution du problème physique ; nous nous contenterons de l'admettre.

Le système (13) se met sous la forme :

$$\begin{aligned} & \sum_{r=1}^{J_\ell} \sum_{\ell=1}^N \int_{\Delta S_r^\ell} I^\ell(s', \ell) \left[\sum_{q=1}^{P/2} e^{2\pi j q m / P} F(S_i^n, s', \ell) \right] ds', \ell \\ (18) \quad & = B^n \cos k_o S_i^n - j \frac{2\pi}{Z_o} V^n \sin k_o S_i^n \end{aligned}$$

avec $n \in \{1, 2, 3, \dots, N\}$ et $i \in \{1, 2, 3, \dots, J_n\}$

$$\text{Posons } E(s, s') = \sum_{q=1}^{P/2} e^{2\pi j q m / P} F(s, s')$$

En remplaçant les courants I^ℓ par leur approximation, on obtient :

$$\sum_{r=1}^{J_n} \sum_{\ell=1}^N [I^{\ell}(s'_{r-1}) \alpha_{ri}^{\ell n} + I^{\ell}(s'_r) \beta_{ri}^{\ell n} + I^{\ell}(s'_{r+1}) \gamma_{ri}^{\ell n}] = B^n \cos k_o S_i^n - j \frac{2\pi}{Z_o} V^n \sin k_o S_i^n$$

avec $n \in \{1, 2, 3, \dots, N\}$; $i \in \{1, 2, 3, \dots, J_n\}$

$$\alpha_{ri}^{\ell n} = \int_{\Delta S'_r} X(s'_r) E(S_i^n, s'_r) ds'_r \quad (19)$$

$$\beta_{ri}^{\ell n} = \int_{\Delta S'_r} Y(s'_r) E(S_i^n, s'_r) ds'_r$$

$$\gamma_{ri}^{\ell n} = \int_{\Delta S'_r} Z(s'_r) E(S_i^n, s'_r) ds'_r$$

Les constantes $\alpha_{ri}^{\ell n}$, $\beta_{ri}^{\ell n}$ et $\gamma_{ri}^{\ell n}$ sont obtenues par une intégration par la méthode de Lobatto à quatre points [37].

Les constantes B^n sont déterminées en écrivant que le courant est nul au bout de chaque antenne.

Comme le brin de référence de l'antenne n est découpé en J_n segments, nous obtenons $J_n + 1$ inconnues pour $J_n + 1$ équations se rapportant à cette antenne. Donc le système (19) comporte $\sum_{n=1}^N (J_n + 1)$ inconnues pour le même nombre d'équations. Il peut être schématisé par :

$$[A] \quad I = F$$

où A est la matrice des coefficients,

I le vecteur colonne des inconnues,

F le vecteur colonne des seconds membres.

Dans le cas de deux antennes coniques symétriques, la matrice A est construite de la manière suivante :

$[A_1^1]$: Termes de couplage du brin P de la première antenne avec tous les brins de la même antenne.	$[A_2^1]$: Termes de couplage du brin P de la première antenne avec tous les brins de la seconde antenne.
$[A_1^2]$: Termes de couplage du brin P de la seconde antenne avec tous les brins de la première antenne.	$[A_2^2]$: Termes de couplage du brin P de la seconde antenne avec tous les brins de la même antenne.

Si l'antenne 1 avait été seule, le système linéaire donnant le courant sur les brins aurait été :

$$[A_1^1] I^1 = F^1$$

De même pour la seconde antenne, on aurait eu :

$$[A_2^2] I^2 = F^2 .$$

La résolution du système se fait par une méthode d'inversion de matrice de Gauss - pivot total.

IV.3 - PROGRAMMATION NUMERIQUE.

La programmation numérique de la résolution du système d'équations intégrales pose, avant tout, un problème de place en mémoire centrale.

En effet, la matrice A ayant des éléments complexes, son chargement

en mémoire centrale nécessite :

$$2 \left[\sum_{n=1}^N (J_n + 1) \right]^2 \text{ mots, pour des calculs en simple précision.}$$

C'est donc la place dont nous pouvons disposer en mémoire centrale qui va limiter la taille des réseaux que nous pouvons calculer. Il est en effet difficile d'envisager l'utilisation de mémoires secondaires de masse (disques magnétiques à têtes fixes ou mobiles, bandes magnétiques,...), le temps de calcul d'un réseau deviendrait alors prohibitif.

Sur le CII 10070 dont nous pouvons disposer au Centre Universitaire de calcul de Bretagne, avec 40 K mots^{**} nous devons avoir :

$$\sum_{n=1}^N L^n \leq 15 \lambda$$

C'est-à-dire, par exemple, deux antennes dont les brins ont chacun une longueur maximum de $7,5 \lambda$.

Par contre, avec une capacité de 100 K mots, on aurait :

$$\sum_{n=1}^N L^n \leq 25 \lambda$$

Du fait de la place limitée en mémoire centrale, il est nécessaire dans chaque cas particulier de réseau, de limiter au maximum le nombre d'inconnues en tenant compte des particularités dues aux symétries.

Ainsi l'étude d'une antenne conique symétrique, placée au dessus d'un plan réflecteur parfaitement conducteur et de dimensions infinies, se ramène, par la théorie des images électriques, à l'étude de deux antennes coniques symétriques dont les courants, en des points correspondants, ont même amplitude mais sont en opposition de phase. Il n'y a plus qu'une fonction I inconnue, donc une seule équation intégrale :

^{**} 1 K mots = 1024 mots = 4 K octets = 4096 K octets.

(20)

$$\int_0^L I(s') \left[\sum_{q=1}^{P/2} e^{2\pi j q m / P} F(s^1, s', 1) - \sum_{q=1}^{P/2} e^{2\pi j q m / P} F(s^1, s', 2) ds' \right]$$

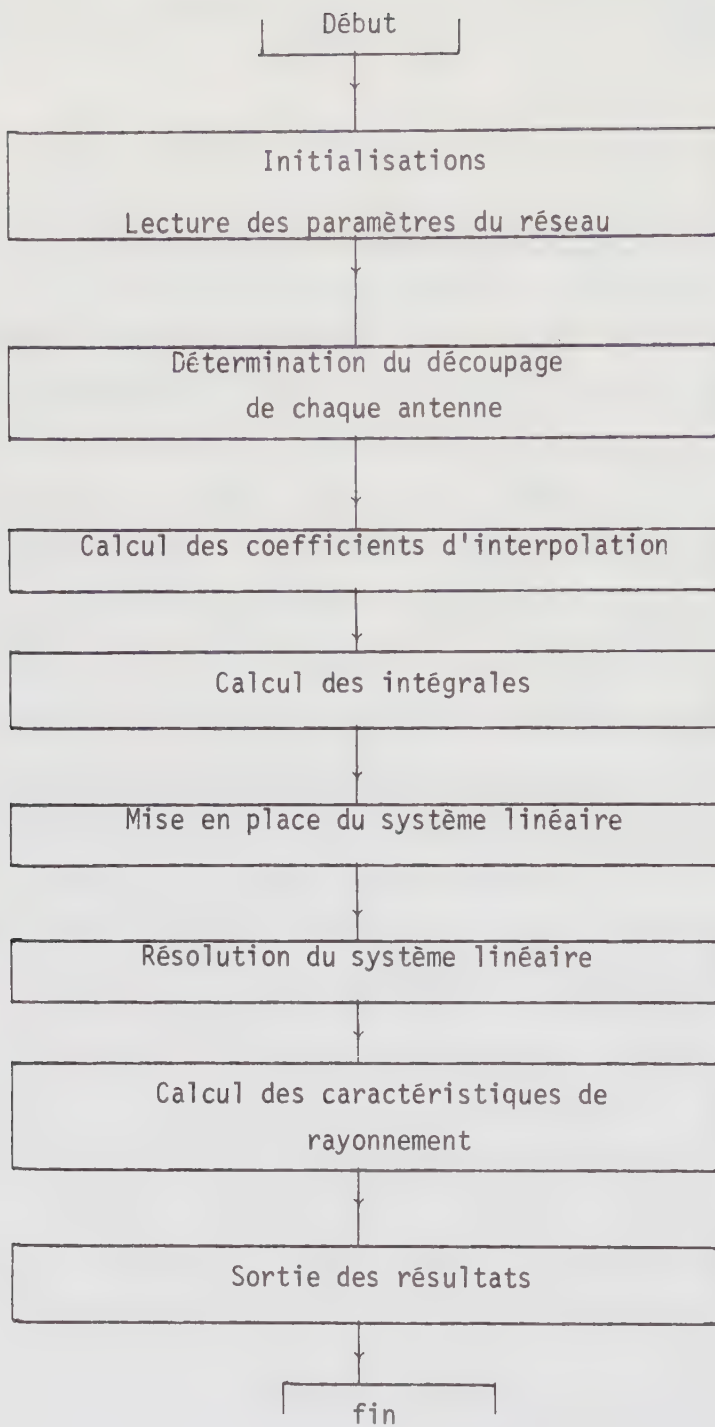
$$= B^1 \cos k_o s^1 - j \frac{2\pi}{Z_o} V^1 \sin k_o s^1$$

On peut alors traiter, avec une même capacité d'ordinateur, des longueurs de brin doubles de celles qu'il aurait été possible de calculer par le système total. De plus, le temps de calcul est diminué d'environ 50 à 60 % pour une longueur de brin constante.

A titre indicatif, nous pouvons indiquer que, pour un programme utilisant au maximum les 40 K mots de capacité mémoire du CII 10070, le temps de calcul nécessaire est d'environ 12 mn dans le cas d'une antenne plane en spirale d'Archimède placée au dessus d'un plan réflecteur. L'ordinateur utilisé a un cycle de base variant de 755 à 1230 ns suivant la fonction.

La convergence des calculs est obtenue, le plus souvent, pour des découpages donnant quatre à six segments par longueur d'onde de brin rayonnant.

Nous donnons ci-après l'organigramme simplifié du programme de calcul d'un réseau dans le cas général.

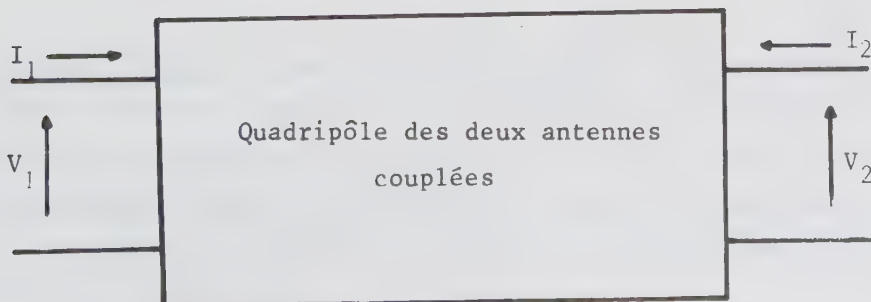


V - COUPLAGE ENTRE ANTENNES CONIQUES EQUIANGULAIRES DE MEME AXE.

L'étude théorique d'un réseau d'antennes coniques symétriques permet d'obtenir le couplage entre les antennes du réseau. Nous allons en donner un exemple dans le cas de deux antennes coniques équiangulaires à deux brins "épais" de même axe et de même pôle d'expansion. Le programme numérique de calcul réalisé a été présenté page 43.

Le principe du calcul du coefficient de couplage k est le suivant. Un premier passage du programme, avec des paramètres géométriques des antennes donnés et avec des tensions d'excitation V_1 et V_2 , nous donne des courants I_1 et I_2 au voisinage des points d'alimentation. Un second passage, avec les mêmes paramètres géométriques mais des tensions V'_1 et V'_2 , nous permet d'obtenir des courants I'_1 et I'_2 . Nous pouvons alors écrire :

$$(1) \quad \begin{cases} V_1 = Z_{11} I_1 + Z_{12} I_2 \\ V_2 = Z_{21} I_1 + Z_{22} I_2 \\ V'_1 = Z_{11} I'_1 + Z_{12} I'_2 \\ V'_2 = Z_{21} I'_1 + Z_{22} I'_2 \end{cases}$$



Avec Z_{11} : Impédance de l'antenne 1 en présence de l'antenne 2.
 Z_{22} : " " " 2 " " " 1.
 Z_{12} | Impédances mutuelles entre les antennes 1 et 2.
 Z_{21} |

Le principe de réciprocité entraîne : $Z_{12} = Z_{21}$.

Les équations (1) s'écrivent sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} I_1 & I_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & I_1 & I_2 \\ I'_1 & I'_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & I'_1 & I'_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Z_{11} \\ Z_{12} \\ Z_{21} \\ Z_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V'_1 \\ V'_2 \end{bmatrix}$$

Nous obtenons un système de quatre équations à quatre inconnues, dont la résolution nous donne les impédances Z_{11} , Z_{12} , Z_{21} , Z_{22} .

En fait, numériquement, nous n'obtenons jamais l'égalité parfaite entre Z_{12} et Z_{21} du fait des imprécisions de calcul (nombre de chiffres significatifs trop faible) ; l'écart est de $\pm 15\%$.

Nous appellerons $|4|$, $|20|$, $|29|$ coefficient de couplage entre l'antenne 1 et l'antenne 2, le nombre complexe :

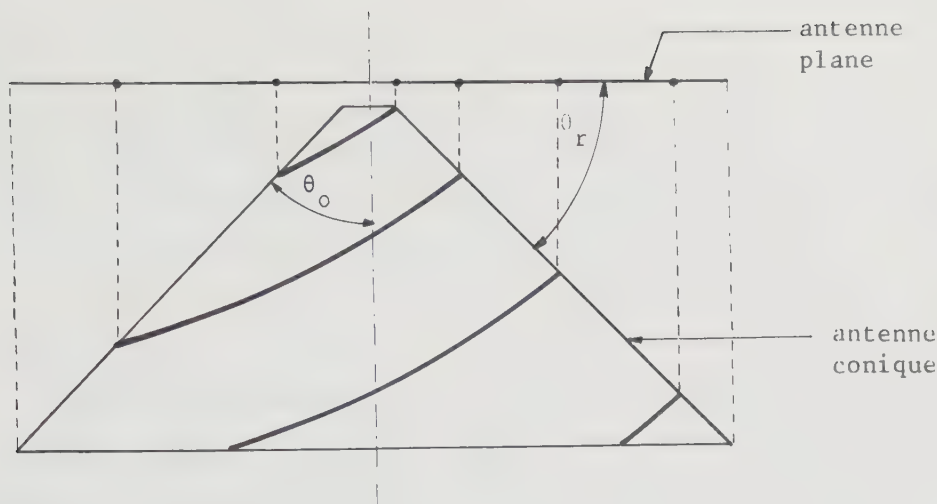
$$k = \sqrt{\frac{Z_{12} \cdot Z_{21}}{Z_{11} \cdot Z_{22}}}$$

Si $V_2 = 0$: $\frac{V_1}{I_1} = Z_{11}(1 - k^2)$.

k est donc un facteur de perturbation en impédance.

Nous avons considéré le système représenté page suivante, formé par deux antennes équiangulaires à deux brins, l'une plane, l'autre conique.

Les paramètres de l'antenne plane et l'angle θ_r (rd) étant donnés, l'antenne conique sera la projection de l'antenne plane sur le cône de demi-angle au sommet $\theta_o = \frac{\pi}{2} - \theta_r$, les brins ayant même diamètre en des points correspondants. On peut s'attendre à un faible couplage entre les deux antennes compte tenu du sens d'enroulement des spirales.



Pour une antenne plane de paramètres $L = 50\text{ cm}$, $r_o = 0,3\text{ cm}$, $f = 9\text{ GHz}$, les modules calculés des coefficients de couplage sont donnés dans les tableaux suivants :

$\delta = 65^\circ ; \mu = 85^\circ :$

(I)

θ_r	50°	60°	66°	70°
$ k $	-19,2 dB	-20,7 dB	-22,5 dB	-23,8 dB

$\mu = 85^\circ ; \theta_r = 66^\circ :$

(II)

δ	30°	40°	50°	65°
$ k $	-21,5 dB	-22,8 dB	-23,5 dB	-22,5 dB

$$\underline{\theta_r = 66^\circ ; \delta = 65^\circ :}$$

(III)	:	:	:	:	:
	:	μ	85°	83°	80°
	:	:	:	:	:
	:	$ k $	-22,5 dB	-18,4 dB	-17,5 dB
	:	:	:	:	:

Pour chaque antenne prise isolément et chaque composante du champ, on peut définir approximativement un centre de phase instantané situé sur l'axe, et tel que les surfaces d'ondes correspondantes soient des sphères centrées en ce point. Pour une antenne plane, le centre de phase est situé au pôle d'expansion quelque soient les valeurs des paramètres.

Pour une antenne conique isolée à μ constant et pour une augmentation de θ_0 , le centre de phase se rapproche du pôle d'expansion [16]. Aussi pour les deux antennes supposées faiblement couplées, si θ_r augmente, les centres de phase des deux antennes définis précédemment pour les deux antennes isolées s'éloignent et les antennes sont moins couplées ; c'est ce que l'on constate sur le tableau I.

Si maintenant μ augmente, à θ_0 constant, le centre de phase de l'antenne conique s'éloigne de celui de l'antenne plane [16], donc le couplage diminue. On retrouve ce fait sur le tableau III (où on vérifie à posteriori que le couplage entre les deux antennes est faible).

Le tableau II montre que le couplage est peu influencé par l'épaisseur variable des brins.

Ce raisonnement qui conduit à une explication physique qualitative du phénomène, suppose que l'on vérifie à posteriori par le calcul que le couplage est faible. Cela signifie que le centre de phase de chaque antenne isolée n'est pas sensiblement modifié par la présence de l'autre antenne.

Si maintenant, l'antenne conique a les mêmes paramètres que précédemment, mais est enroulée dans l'autre sens (polarisation de sens contraire), on a les tableaux suivants :

$$\underline{\delta = 65^\circ ; \mu = 85^\circ :}$$

θ_r	50°	60°	66°	75°	80°
$ k $	-0,62 dB	-1,36 dB	-1,18 dB	+ 2,23dB	-0,27 dB

$$\underline{\theta_r = 66^\circ ; \mu = 85^\circ :}$$

δ	30°	40°	50°	65°
$ k $	-0,84 dB	-0,95 dB	-1,05 dB	-1,18 dB

$$\underline{\theta_r = 66^\circ ; \delta = 65^\circ :}$$

μ	85°	82°	80°
$ k $	-1,18 dB	+0,33 dB	-1,06 dB

Si on fait tourner l'antenne conique d'un angle ϕ_d autour de son axe, on a :

$$\underline{\theta_r = 66^\circ ; \delta = 65^\circ ; \mu = 85^\circ :}$$

ϕ_d	0	30°	60°	90°
$ k $	-1,18 dB	+0,82 dB	+4,36 dB	+4,4 dB

On vérifie bien que, dans le cas où l'antenne conique est à polarisation inverse de celle de l'antenne plane, le couplage est beaucoup plus important. Le coefficient k augmente d'environ 20 dB.

On peut rapprocher ce fait de considérations sur le sens de polarisation de l'onde émise.

Le sens de la polarisation ne dépend que de celui de l'enroulement de la spirale sur la structure. La surface, supposée infinie de l'antenne, divise l'espace en deux parties dans lesquelles la polarisation du champ rayonné est inverse [27]. Ainsi, pour deux antennes de même polarisation, elles rayonnent, l'une vers l'autre, des ondes à polarisation inverse. En effet, le rayonnement se fait pour chacune, en allant vers l'autre, dans des sens différents. Par contre, si les deux antennes ont des sens de polarisation, c'est-à-dire d'enroulement, différents, les ondes qu'elles rayonnent l'une vers l'autre ont même polarisation. Donc l'interaction est plus forte et le couplage beaucoup plus important.

VI - CONCLUSION.

Nous avons écrit la théorie complète d'un réseau de N antennes coniques symétriques de même axe et à P brins, en tenant compte intégralement du couplage. Nous aboutissons à un système d'équations intégrales donnant le courant, en amplitude et phase, sur chaque élément rayonnant.

Le principe de la résolution numérique de ce système a été dégagé.

Les programmes numériques réalisés permettent de connaître, outre les courants, toutes les caractéristiques de rayonnement d'un tel réseau, pour diverses valeurs des paramètres définissant le réseau.

Nous allons maintenant utiliser cette théorie pour étudier quelques cas de réseau intéressants en pratique par leurs caractéristiques de rayonnement.

Antenne directive à large bande

et à polarisation circulaire.

Des antennes directives à large bande et à polarisation circulaire ont déjà été développées dans le passé. Elles sont constituées par des brins enroulés suivant des spirales sur des surfaces de révolution (plan, cône, cylindre, etc). Pour les antennes du type "indépendantes de la fréquence", la directivité peut être obtenue soit en utilisant des antennes à rayonnement longitudinal [38], [48] soit en utilisant des antennes bidirectionnelles associées à des réflecteurs pour les rendre directionnelles. Ces dernières, d'épaisseur plus faible, peuvent être plaquées sur des structures (avion, engin, satellite), ce qui est avantageux pour les Télécommunications à partir de ces engins. Cependant, elles présentent un inconvénient général : le diagramme de rayonnement n'est pas de révolution autour de l'axe de rayonnement principal (axe perpendiculaire à la surface plane de la spirale par exemple). Cet inconvénient se manifeste dans les particularités suivantes :

a) variations importantes de la largeur à demi-puissance des diagrammes de rayonnement (elle peut varier du simple au triple) ;

b) décalage, par rapport à l'axe de l'antenne, de l'axe de rayonnement maximal ("pattern squint").

Ces défauts, qui entraînent, dans les systèmes de goniométrie à large bande, des erreurs importantes de localisation, peuvent être limités par l'introduction d'anneaux directifs et d'absorbants électromagnétiques, mais au détriment du gain.

Enfin, les caractéristiques de rayonnement dépendent fortement de la fréquence.

Grâce à l'étude théorique précédente, nous avons pu analyser théoriquement le comportement de ces structures rayonnantes et calculer suivant la nature des spirales (logarithmique mince ou épaisse, Archimède...), et en fonction des paramètres qui les définissent, les caractéristiques de rayonnement à grande distance et les courants qui s'établissent le long de la structure. Les résultats étendus ainsi obtenus montrent qu'aucune

des structures antérieurement proposées n'est satisfaisante.

Nous avons alors imaginé [35] une antenne conique équiangulaire à quatre brins, excitée en mode $m = 3$, largement évasée, disposée au dessus d'un plan réflecteur contenant le pôle d'expansion et perpendiculaire à l'axe du cône. L'optimisation des paramètres nous a permis de concevoir une antenne dont les caractéristiques de rayonnement ont une bonne symétrie de révolution et sont indépendantes de la fréquence. De plus ses dimensions sont très faibles.

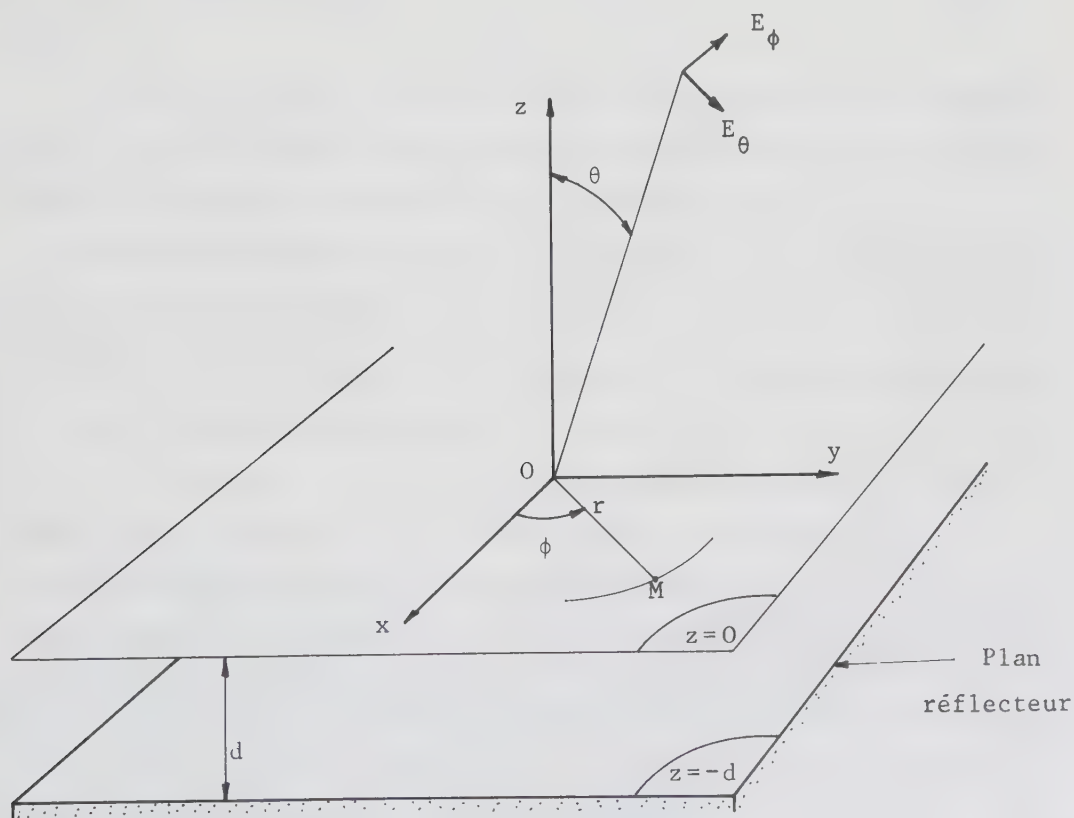
Ces résultats sont bien confirmés expérimentalement.

A

ETUDE THEORIQUE D'UNE ANTENNE DU TYPE
SPIRALE PLANE EN PRESENCE D'UN PLAN
REFLECTEUR PARFAITEMENT CONDUCTEUR.

I - INTRODUCTION.

Nous étudierons dans ce chapitre diverses antennes planes placées au-dessus d'un plan parfaitement conducteur, parallèle, comme application de l'étude générale du réseau. La figure suivante schématise un tel système.



$M(r, \phi) \in$ brins de l'antenne, $M \in$ plan (xOy)

Nous appellerons d la distance de l'antenne au plan réflecteur. Un tel dispositif rayonnant, de type directionnel, n'est pas indépendant de la fréquence et aura une bande passante réduite.

Par le principe des images électriques, nous pouvons remplacer le plan conducteur par une antenne identique à la première, placée dans le plan de cote $-2d$, et dont les courants en des points correspondants sont en opposition de phase. Ainsi donc la distance des deux antennes est le double de la distance au plan.

Nous nous sommes ainsi ramenés à un cas que l'on peut résoudre à l'aide de la théorie du réseau (cf. pages 31-46). De plus, l'identité des courants, à un facteur de phase près, nous permettra de réduire notre système à une seule équation intégrale comme nous l'avons déjà mentionné (cf. Théorie, § IV.3, page 44).

Le but de l'étude est d'examiner l'influence d'une cavité sur le rayonnement des antennes spirales planes. En effet, si ces antennes ont de très bonnes caractéristiques de rayonnement quand elles sont seules, elles sont beaucoup moins performantes quand on les place devant une cavité, qui a pour but de les rendre directives, tout en conservant au système un très faible encombrement. Les cavités n'ont pour l'instant jamais été étudiées théoriquement, et leur approximation par un plan rend compte relativement bien des difficultés rencontrées lors de leur réalisation. Elles ont, par contre, souvent été étudiées expérimentalement et sont employées faute de mieux. L'approximation faite en prenant un plan est surtout valable quand les modes de résonance de la cavité sont faibles ou inexistants.

D'une façon générale, pour avoir un lobe principal de rayonnement dans la direction de l'axe du système, il faut que, dans toute la gamme de fréquences d'utilisation, la distance au plan soit inférieure à la demi-longueur d'onde de travail. Pour une distance $d = \lambda/2$ il y aura un rayonnement nul dans l'axe ; on peut dire en effet sommairement que nous avons deux sources en opposition de phase séparées par une distance d'une longueur d'onde, donc un rayonnement nul dans l'axe. Par contre, la distance $d = \frac{\lambda}{4}$ sera la plus favorable au rayonnement dans l'axe car nous avons alors renforcement par chaque antenne, du rayonnement de l'autre. Cependant la présence du plan réflecteur modifie complètement la répartition des courants sur les brins rayonnants, et l'optimisation des paramètres, faite pour les antennes spirales planes isolées, n'est plus valable.

II - ANTENNE EQUIANGULAIRE PLANE A DEUX BRINS AU DESSUS D'UN PLAN REFLECTEUR.

L'antenne équiangulaire a déjà été définie pages 7 et 16 . Elle est constituée de deux éléments rayonnants alimentés en opposition de phase.

II.1 - PROGRAMME NUMERIQUE DE CALCUL.

Nous avons construit un programme de calcul numérique relatif aux antennes équiangulaires, coniques ou planes, à deux brins, placées au dessus d'un plan réflecteur, l'axe de l'antenne étant perpendiculaire au réflecteur.

La méthode numérique utilisée a été définie dans l'étude théorique, pages 39 à 46 . Un découpage de quatre à cinq intervalles par longueur d'onde de brin assure une parfaite convergence.

La figure 41 montre un exemple de résultats sortis sur un traceur de courbe. Elle donne l'amplitude du courant en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde le long d'un brin, ainsi que la directivité dans un plan de site pour les deux composantes du champ, d'une antenne d'angle d'enroulement $\mu = 80^\circ$, à la fréquence de 9 GHz et avec la distance d au plan réflecteur égale au quart de la longueur d'onde.

Dans ce qui suit, nous limiterons notre étude aux antennes à brins "minces". En effet, du fait de l'influence prépondérante du plan réflecteur, le système correspondant étant fortement dépendant de la fréquence, l'épaisseur des brins n'a plus guère d'intérêt pratique.

II.2 - ETUDE EN FONCTION DE L'ANGLE D'ENROULEMENT.

A priori il faut que l'angle d'enroulement μ soit assez fort pour que l'on soit le plus près possible de la symétrie de révolution du sys-

tème. Nous nous sommes donc limité à de tels angles.

Les figures 42, 43, 44, 45 montrent respectivement les variations de l'ouverture, les défauts, le rapport d'ellipticité et la directivité maximale, en fonction de l'angle μ , pour une antenne fil ($R = 0,025$ cm), à la fréquence de 9 GHz et avec $d = \frac{\lambda}{4}$. Un optimum semble se présenter entre 75 et 80 °.

Le tableau ci-dessous donne la variation de l'impédance d'entrée.

:	:	:	:	:	:
:	μ	70°	$72^\circ 5'$	75°	$77^\circ 5'$
:	:	:	:	:	:
:	$Z_e \Omega$	$174 - j 68$	$163 - j 53$	$148 - j 37$	$129 - j 21$
:	:	:	:	:	:

⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮					
⋮	μ	⋮	80 °	⋮	82 ° 5	⋮	85 °	⋮	87 ° 5	⋮
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
⋮	$Z_e \Omega$	⋮	108 - j 3,7	⋮	85 + j 16	⋮	63 + j 48	⋮	44 + j 18	⋮
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮

Plus l'angle d'enroulement μ est fort et plus l'impédance d'entrée diminue.

II.3 - ETUDE EN FONCTION DE LA DISTANCE AU PLAN REFLECTEUR.

Pour une antenne d'enroulement $\mu = 80$ ° et à la fréquence de 9 GHz, nous avons fait varier la distance au plan réflecteur. Les variations des caractéristiques de rayonnement sont montrées figures 46 à 50.

Le tableau, page suivante, donne les variations de l'impédance d'entrée.

$\frac{d}{\lambda}$	$\frac{1}{16}$	$\frac{3}{32}$	$\frac{1}{8}$	$\frac{3}{16}$	$\frac{1}{4}$
$Z_e \Omega$	$274 - j 106$	$158 - j 62$	$121 - j 33$	$107 - j 8,5$	$108 - j 3,7$

$\frac{5}{16}$	$\frac{3}{8}$	$\frac{13}{32}$	$\frac{7}{16}$	$\frac{15}{32}$
$109 - j 3,4$	$109 - j 3,5$	$109 - j 3,6$	$109 - j 3,6$	$109 - j 3,7$

La figure 46 montre l'influence de la distance d au plan rapportée à la longueur d'onde λ sur les directivités dans deux plans de site perpendiculaires. Pour des $\frac{d}{\lambda}$ faibles, les diagrammes de rayonnement sont très perturbés, la plupart du temps l'ouverture à 3 dB n'est plus définie. Le couplage très fort avec le plan augmente en fait considérablement les zones de remontées du courant.

Il semble donc que les lobes secondaires qui apparaissent sur les diagrammes de rayonnement, correspondent à ces remontées de courant ou zones secondaires de rayonnement.

Avec $\frac{d}{\lambda} \neq \frac{1}{4}$, les diagrammes deviennent réguliers, et pour $\frac{d}{\lambda}$ légèrement inférieur à $\frac{1}{2}$, il y a formation d'un creux dans l'axe de l'antenne, ce qui va limiter la bande passante d'une telle antenne.

La figure 47 montre les variations de l'ouverture qui sont très grandes. Celle-ci ne peut être définie que dans la bande passante donnée par un rapport de $\frac{13}{32} / \frac{1}{8}$ en distance, soit 3,25 pour 1. Il faut rapprocher ce résultat de celui de DYSON [18] qui fixait ce rapport, pour des antennes à cavité, à 3,48 pour 1. On a donc un excellent accord, et cette limitation vient bien du plan réflecteur, comme on pouvait le penser.

La limitation pour des distances faibles provient de l'importance considérable que prennent les lobes secondaires, c'est-à-dire des remontées de courant. Pour les grandes distances, le diagramme se creuse dans la direction de l'axe de l'antenne, cette dernière devient donc inutilisable pour nous. On trouve en fait un optimum pour une distance d au plan réflecteur légèrement supérieure au quart de la longueur d'onde.

Les figures 48, 49 et 50 montrent respectivement les défauts, la directivité maximale et le rapport d'ellipticité en fonction de la distance au plan réflecteur.

II.4 - ETUDE EN FONCTION DE LA FREQUENCE.

Nous avons pris une distance au plan de 0,81 cm, qui égale le quart de longueur pour une fréquence proche de 9 GHz, un angle d'enroulement de 80° et un fil de rayon $R = 0,025$ cm. Les figures 51 à 54 montrent les variations des diverses caractéristiques en fonction de la fréquence.

On peut remarquer, figure 51, que les ouvertures ne peuvent pas être définies avant 7 GHz, ce qui limite théoriquement beaucoup la possibilité d'utilisation d'une telle antenne. Aux fréquences basses l'onde réfléchie est importante, d'où une polarisation elliptique de l'onde émise (voir figure 54). Si l'antenne est chargée par des absorbants électromagnétiques $|17|$, $|47|$, cette onde de retour est atténuée, ce qui entraîne une diminution du rapport d'ellipticité.

Les courbes des figures 52 et 53 donnent respectivement les défauts et la directivité maximale de l'antenne en fonction de la fréquence. Ici encore on voit que les performances ne sont pas bonnes aux basses fréquences.

II.5 - CONCLUSION.

En rendant l'antenne unidirectionnelle, par l'introduction d'un plan réflecteur, on diminue considérablement ses performances au point de vue symétrie de révolution du rayonnement et sa bande passante. L'effet du plan est d'augmenter le niveau des zones de remontée de courant le long des éléments rayonnants, ce qui détruit la symétrie de révolution du rayonnement.

III - ANTENNE EQUIANGULAIRE PLANE A QUATRE BRINS AU DESSUS D'UN PLAN REFLECTEUR.

L'antenne équiangulaire à quatre brins rayonnants a déjà été définie pages 7 et 8 . Nous rappellerons uniquement que seule l'excitation en mode $m = 3$ donne, dans la direction de l'axe de l'antenne, un rayonnement maximum et à polarisation rigoureusement circulaire.

L'antenne est placée au dessus d'un plan réflecteur parallèle à celui contenant les brins. Cette distance fixe entre les deux plans rend le système rayonnant dépendant de la fréquence. Aussi, nous ne considérons que des antennes à brins "*minces*".

III.1 - PROGRAMME NUMERIQUE DE CALCUL.

Nous avons construit un programme de calcul numérique relatif aux antennes équiangulaires, coniques ou planes, à quatre brins, placées au dessus d'un plan réflecteur, l'axe de l'antenne étant perpendiculaire au réflecteur.

La méthode numérique est celle utilisée pour les autres programmes et définie théoriquement pages 39 à 46. Nous obtenons le courant, en amplitude et phase, le long des brins rayonnants, ainsi que toutes les caractéristiques de rayonnement. La figure 55 donne un exemple des résultats de calcul (amplitude du courant le long des brins et diagrammes de rayonnement).

La convergence des calculs est obtenue pour des découpages des brins rayonnants de l'ordre de quatre à cinq intervalles par longueur d'onde. Des découpages plus fins amènent très vite à des résultats aberrants, surtout quand l'angle d'enroulement μ de l'antenne est grand (μ proche de 90°).

III.2 - ETUDE EN FONCTION DE L'ANGLE D'ENROULEMENT.

Pour avoir une bonne symétrie de révolution des diagrammes de rayonnement, nous nous sommes limité à des angles d'enroulement μ élevés.

Les figures 56, 57 et 58 montrent respectivement les variations des ouvertures, les défauts d'omnidirectionnalité et la directivité maximale, en fonction de l'angle μ , pour une antenne fil ($R = 0,025$ cm), à la fréquence de 9 GHz et avec une distance d au plan réflecteur égale au quart de la longueur d'onde ($d = \lambda/4$). Les figures correspondantes pour des antennes à deux brins (figures 41, 42 et 43) montrent la légère amélioration obtenue en augmentant le nombre de brins.

En effet, pour les μ élevés, les variations des ouvertures des diagrammes sont plus faibles. Les figures 59 et 60 donnent les amplitudes des courants pour les deux mêmes antennes ($\mu = 82^\circ 5'$; $d = \lambda/4$; $R = 0,025$ cm ; $f = 9$ GHz ; $L = 45$ cm), la première à deux et la seconde à quatre brins rayonnants.

La diminution des zones secondaires de rayonnement est très nette et explique l'amélioration des caractéristiques de rayonnement. Le tableau suivant donne les variations extrêmes d'ouverture à 3 dB des diagrammes de rayonnement en site, pour les deux antennes considérées.

°	Antenne à 2	Antenne à 4
°	brins	brins
E_θ	50 ° - 100 °	65 ° - 105 °
E_ϕ	45 ° - 125 °	65 ° - 115 °

III.3 - ETUDE EN FONCTION DE LA DISTANCE AU PLAN REFLECTEUR.

Pour une antenne d'angle d'enroulement $\mu = 85^\circ$, nous avons fait varier la distance au plan réflecteur, à la fréquence de 9 GHz. Les variations des caractéristiques de rayonnement font l'objet des figures 61 à 64.

Sur la figure 61 sont représentées les courbes de directivité dans un plan de site, pour les deux composantes du champ et pour diverses valeurs de la distance au plan. Un lobe secondaire apparaît pour les d/λ faibles. Il diminue quand d/λ augmente et disparaît pour $d/\lambda = 1/4$. Sa taille semble être liée au niveau des zones secondaires de rayonnement ou remontées de courant : plus celles-ci sont importantes, plus les lobes secondaires sont importants.

Par rapport aux antennes à deux brins, l'augmentation du nombre des brins entraîne, comme dans le cas des antennes seules, une diminution des remontées de courant, donc des lobes secondaires (comparer les figures 46 et 61). Mais celles-ci restent encore trop importantes et détériorent les caractéristiques de rayonnement. Pour les d/λ plus élevés, un creux se forme sur les diagrammes dans la direction de l'axe, et quand d/λ tend par valeurs inférieures vers $1/2$, le rayonnement tend à être nul dans la direction de l'axe.

La distance au plan réflecteur limite la bande d'utilisation de l'antenne :

- aux basses fréquences par l'apparition de lobes secondaires ;
- aux hautes fréquences par l'annulation progressive du rayonnement dans la direction de l'axe de l'antenne.

La figure 62 donne les variations des ouvertures à demi-puissance des diagrammes. Celles-ci sont toujours importantes, mais elles sont définies dans une plus large gamme de fréquence (6,5 : 1) que dans le cas des antennes à deux brins (3,25 : 1). Cette augmentation de la bande passante est due à la diminution des lobes secondaires.

Les figures 63 et 64 montrent les défauts et la directivité maximale en fonction de la distance au plan réflecteur.

III.4 - ETUDE EN FONCTION DE LA FREQUENCE.

Nous avons étudié le comportement, suivant la fréquence, d'une antenne d'angle d'enroulement $\mu = 85^\circ$, constituée par des fils de rayon $R = 0,025$ cm et pour une distance au plan réflecteur fixe de $d = 0,81$ cm.

Les figures 65, 66 et 67 montrent les variations des ouvertures, les défauts et la directivité maximale en fonction de la fréquence. Nous pou-

vons constater que les ouvertures sont définies de 2 à 13 GHz, alors que dans le cas d'une antenne à deux brins, elles ne l'étaient que de 7 à 13 GHz. Cependant, les caractéristiques de rayonnement restent très dépendantes de la fréquence.

III.5 - CONCLUSION.

Comme pour les antennes équiangulaires à deux brins, l'introduction d'un plan réflecteur modifie profondément les caractéristiques de rayonnement d'une antenne équiangulaire plane à quatre brins. Des zones secondaires de rayonnement apparaissent.

Certes, une amélioration des caractéristiques de rayonnement a été obtenue par l'augmentation du nombre de brins ; mais cette amélioration n'est pas assez forte pour pouvoir répondre au problème posé. De plus, l'antenne n'est pas réellement indépendante de la fréquence, en raison d'une distance fixe entre les spirales planes et le plan réflecteur.

IV - ANTENNE PLANE EN SPIRALE D'ARCHIMEDE AU-DESSUS d'UN PLAN REFLECTEUR.

L'antenne en spirale d'Archimède est celle déjà définie page 8. Elle est constituée de deux brins alimentés en opposition de phase.

IV.1 - PROGRAMME NUMERIQUE DE CALCUL.

Nous avons construit un programme de calcul pour traiter ces antennes. Nous avons rencontré alors les mêmes difficultés que pour une antenne seule. En particulier la fonction de passage de l'abscisse curviligne au module du rayon vecteur n'est pas analytique et l'on doit faire appel à un sous-programme de recherche du zéro d'une fonction dans un intervalle donné.

La convergence des calculs est obtenue de la même manière qu'avec une spirale seule. En effet, nous devons encore prendre un découpage fin pour obtenir une bonne convergence des calculs. La figure 68 montre l'amplitude du courant obtenu avec la même antenne que celle de la figure 29, mais placée à $\frac{\lambda}{5}$ au-dessus d'un plan réflecteur parfaitement conducteur. On constate de suite que les zones de remontée du courant sont beaucoup plus importantes avec un plan que sans.

Les oscillations observées sont dues au fait que l'on impose mathématiquement le courant nul en un point où le courant n'est pas assez faible. Il y a alors formation d'une onde inverse de courant qui rayonne à son tour, elle aussi une polarisation circulaire, mais de sens inverse de celle émise par l'onde directe. On a ainsi création d'oscillations de période $\frac{\lambda}{2}$ pour le courant total et un rapport d'ellipticité de l'onde émise dans l'axe de l'antenne assez mauvais : 3,3 dB dans le cas de l'antenne de la figure 68. C'est ce qu'observait déjà

KAISER [26] dans ses mesures sur des antennes à cavité.

Pour remédier à cet état de fait, il faut rallonger l'antenne et arrêter le brin à un endroit où le courant est suffisamment faible. Alors, il n'y a plus d'onde réfléchie et les oscillations disparaissent : le courant prend l'allure de la courbe moyenne du courant avec oscillations (courbe moyenne qui reste très supérieure à celle de l'antenne sans réflecteur (fig. 29)). C'est ce que nous avons essayé de montrer, mais nous ne pouvons accroître les dimensions de l'antenne qu'au détriment de la finesse du découpage, donc de la convergence, à cause de la place limitée en mémoire centrale de l'ordinateur. On obtient alors (fig. 69) un rapport d'ellipticité de 0,2 dB pour l'onde émise dans l'axe de l'antenne. C'est ce que notaient BAWER et WOLFE [3] quand ils disaient que le rapport d'ellipticité croît quand le diamètre de l'antenne diminue.

En pratique, les constructeurs d'antennes mettent des absorbants électromagnétiques au bout des brins pour diminuer ces ondes de retour [46]. Le courant est alors absorbé en bout d'antenne, et ne revient plus dans le brin par réflexion sur l'extrémité. Une autre méthode consiste à introduire des pertes progressives le long des brins rayonnants.

Une chose remarquable est que, si le rapport d'ellipticité de l'onde émise dans l'axe et l'allure de l'amplitude du courant sont très sensibles à cette onde de retour, les diagrammes de rayonnement et l'ouverture à demi-puissance du lobe principal de rayonnement n'y sont pratiquement pas. Ces dernières caractéristiques dépendent de l'allure moyenne des courbes des courants. En effet, alors que dans le cas de la figure 68 on passe de 3,3 dB à 0,2 dB pour le rapport d'ellipticité, la variation totale, pour tous les plans de sites, de l'ouverture passe de $45^\circ - 105^\circ$ (respectivement $47^\circ - 127^\circ$) à $41^\circ - 101^\circ$ (respectivement $44^\circ - 122^\circ$) pour la composante E_θ (respectivement E_ϕ) du champ rayonné à grande distance.

Pour ces antennes, nous sommes donc particulièrement limités par la place en mémoire centrale de l'ordinateur dont nous pouvons disposer. Aussi, à chaque cas, nous sommes obligés de prendre des brins plus courts que ceux réellement existants sur des antennes. Comme nous nous intéressons particulièrement à la variation de l'ouverture à demi-puissance, cela ne nous gênera guère d'avoir des oscillations

de l'amplitude du courant dues à l'onde de retour, mais nous ne pourrions pas donner de courbe ni du rapport d'ellipticité, ni des défauts qui y sont liés, cela n'aurait guère de sens. Il nous suffit de savoir que ce taux est ordinairement acceptable, la variation des ouvertures étant beaucoup plus rapidement gênante à notre point de vue. Par exemple des creux dans l'axe pour des diagrammes de rayonnement rendent très vite la variation de l'ouverture inacceptable, alors que le rapport d'ellipticité dans l'axe n'est pas encore prohibitif.

Nous présenterons donc par la suite les courbes moyennes pour les allures de l'amplitude des courants, et nous ne parlerons de rapport d'ellipticité que quand celui-ci aura physiquement un sens. Il aurait été possible de reprendre chaque cas en essayant de trouver une longueur de brin convenable, mais cela entraînerait une trop grande consommation de temps de calcul. En effet, un cas avec 120 intervalles de découpage représente un peu moins de 20 minutes de temps de calcul sur le CII 10070 déjà cité.

IV.2 - ETUDE EN FONCTION DE LA CONSTANTE DE LA SPIRALE.

Les figures 70, 71 et 72 montrent les allures des amplitudes des courants pour trois valeurs différentes de la constante de la spirale. On y observe des remontées considérables des courants qui correspondent à des zones secondaires de rayonnement. Sur ces figures, et dans tout ce paragraphe, nous avons pris une fréquence de 9 GHz et une distance au plan réflecteur d'un quart de longueur d'onde. C'est en effet la distance en théorie la plus propice au rayonnement dans l'axe de l'antenne.

Sur la figure 70, nous avons tracé la phase du courant : la vitesse de propagation de l'onde est exactement celle de la lumière.

La figure 73 présente les variations d'ouverture à demi-puissance du lobe principal de rayonnement pour tous les plans de site et les deux composantes du champ, en fonction de la constante de la spirale. Ces variations sont à peu près constantes, sauf peut-être pour $c = 0,0212$ où elles sont un peu plus faibles. Mais pour cette valeur de c , la longueur déployée de chaque brin est très grande. Néanmoins, on voit, par comparaison avec la figure 34 homologue pour une spirale

seule, que le plan contribue à augmenter considérablement ces variations. La stabilité des variations en fonction de c , est à rapprocher de la constatation expérimentale faite sur des antennes à cavité par BAWER et WOLFE [3] qui trouvaient que la spirale avait simplement besoin d'être assez serrée, la valeur de la constante c n'ayant alors guère d'importance.

Le tableau ci-dessous montre encore cette stabilité pour les impédances d'entrées.

:	:	:	:	:	:	:
: $C_{(cm.rd^{-1})}$:	0,0212	0,0424	0,0530	0,0636	0,0848	:
:	:	:	:	:	:	:
:	:	:	:	:	:	:
: Z_e Ω :	149+j 34	117+j 45	118-j 26	100+j 11	112+j 35	:
:	:	:	:	:	:	:

Nous pouvons rapprocher ces résultats théoriques à ceux expérimentaux de SRIVASTAVA et SREENIVASIAH [46] qui chiffrèrent cette impédance d'entrée à 110 Ω pour des antennes à cavité.

La figure 74 donne, en fonction de c , la directivité isotrope maximale. Cette dernière est pratiquement constante.

IV.3 - ETUDE EN FONCTION DE LA DISTANCE AU PLAN REFLECTEUR.

Nous avons pris une antenne de paramètre $c = 0,0530$, à la fréquence de 9 GHz, et nous avons fait varier la distance au plan réflecteur.

La figure 75 montre les directivités, dans deux plans de site perpendiculaires, pour différentes valeurs de la distance d rapportée à la longueur d'onde. Pour des valeurs petites, il y a une considérable détérioration des diagrammes du fait du trop grand couplage de l'antenne avec le plan : les remontées de courants sur les brins rayonnants sont alors considérables, et les lobes secondaires deviennent très importants. Quand $\frac{d}{\lambda}$ augmente, peu à peu, on arrive à des diagrammes propres pour $\frac{d}{\lambda} \neq \frac{1}{4}$. Au-delà, il y a formation d'un creux de rayonnement dans l'axe, correspondant à un rayonnement nul pour $d = \frac{\lambda}{2}$.

La figure 76 donne la directivité isotrope maximale en fonction de la distance au plan. On retrouve un maximum pour d légèrement supérieur à $\frac{\lambda}{4}$.

Le tableau suivant montre la variation de l'impédance de l'antenne.

$\frac{d}{\lambda}$	$\frac{3}{32}$	$\frac{1}{8}$	$\frac{3}{16}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{5}{16}$
$Z_e \quad \Omega$	250-j 104	157-j 84	116-j 41	118-j 26	125-j 24

$\frac{3}{8}$	$\frac{13}{32}$	$\frac{7}{16}$	$\frac{15}{32}$
125-j 27	124-j 27	123-j 27	122-j 25

La figure 77 présente les variations des ouvertures. On remarque que ces dernières ne peuvent être définies que pour $\frac{\lambda}{8} \leq d \leq \frac{13\lambda}{32}$; pour différents plans de site, les variations de l'ouverture sont considérables : la symétrie de révolution est détériorée par l'importance des zones de remontée du courant le long des éléments rayonnants.

Comme pour les antennes équiangulaires à deux et quatre brins, placées au-dessus d'un plan réflecteur, la bande d'utilisation de l'antenne est limitée aux basses fréquences par l'apparition de lobes secondaires, et aux hautes fréquences par l'annulation progressive du rayonnement dans la direction de l'axe de l'antenne.

IV.4 - ETUDE EN FONCTION DE LA FREQUENCE.

Les figures 78, 79 et 80 montrent les courbes en fonction de la fréquence des variations d'ouverture pour des antennes de constantes respectives $c = 0,0212$, $c = 0,0530$ et $c = 0,0318$, self-complémentaire

et dont la distance au plan est $d = 0,81 \text{ cm}$ ($d = \frac{\lambda}{4}$ pour $f \approx 9 \text{ GHz}$).

Les résultats sont à peu près comparables, sauf peut-être pour la première antenne, la plus serrée au point de vue enroulement, qui semble être meilleure en basse fréquence. Il n'en reste pas moins que ces antennes ont des caractéristiques de rayonnement beaucoup moins intéressantes en présence d'un plan réflecteur que seules. L'ouverture des diagrammes de rayonnement varie dans des proportions considérables suivant le plan de site.

La figure 81 compare les directivités maximales de ces trois antennes en fonction de la fréquence. On obtient un maximum aux alentours de $9 - 10 \text{ GHz}$, donc un peu au-dessus de $d = \frac{\lambda}{4}$. C'est ce que l'on avait constaté lorsque l'on faisait seulement varier la distance de l'antenne au plan réflecteur. Dans l'étude en fréquence, il y a en plus variation des caractéristiques de rayonnement de l'antenne seule.

Sur la figure 80, nous avons porté de plus les variations, déduites de mesures, de l'ouverture d'une antenne de paramètres correspondants, mais placée devant une cavité dont la profondeur est égale à la distance au plan. Ces mesures ont été faites dans les laboratoires du Groupe Contre-Mesures de la Thomson-C.S.F. Il y a un désaccord en basse fréquence, que l'on peut attribuer à des modes de résonance de la cavité et au fait que l'antenne expérimentale est entourée d'absorbant électromagnétique, ce qui élimine une partie de l'onde de retour. Par contre, il y a accord relatif, surtout pour la composante E_θ , aux autres fréquences. La différence peut être expliquée par la présence d'absorbant au fond de la cavité qui améliore les caractéristiques de rayonnement (voir par exemple [46], et même [17], [47]), et aussi par l'existence de pertes le long des spirales réalisées en circuit imprimé.

IV.5 - CONCLUSION.

Les antennes d'Archimède au-dessus d'un plan conducteur sont finalement assez mauvaises au point de vue de leurs caractéristiques de rayonnement qui ne sont pas de révolution. Elles sont pourtant meilleures que les antennes équiangulaires à deux brins. La difficulté semble provenir de l'importance considérable des remontées de courant le long des éléments rayonnants dues à la présence du plan réflecteur.

V - CONCLUSION.

Les antennes du type spirale plane à deux brins rayonnants fournissent d'excellentes performances quand elles sont seules (bidirectionnelles), mais en présence d'un plan réflecteur, il n'en est plus de même. Les difficultés qui apparaissent alors proviennent de l'importance considérable des remontées de courant le long des éléments rayonnants dues à la présence du plan réflecteur. Ces prévisions ont été vérifiées au cours d'expérimentations.

On pouvait alors espérer améliorer les performances en imaginant des antennes à quatre brins plans disposés au-dessus d'un plan réflecteur parallèle. La décroissance plus rapide des courants le long des brins rayonnants rend en effet moins critique l'influence du plan réflecteur. Mais la distance fixe entre le plan contenant les brins rayonnants et le réflecteur limite toujours la bande passante du système.

B

ETUDE THEORIQUE D'UNE ANTENNE
CONIQUE EQUIANGULAIRE EN PRESENCE
D'UN PLAN REFLECTEUR.

I - INTRODUCTION.

La bande passante des antennes planes placées au-dessus d'un plan parfaitement conducteur reste toujours limitée par la distance fixe entre l'antenne et le plan réflecteur. Les remontées de courant le long des brins rayonnants perturbent les caractéristiques de rayonnement, notamment la symétrie de révolution.

Nous avons imaginé un système directif du type *"indépendant de la fréquence"*. Une antenne conique équiangulaire à brins *"épais"* est placée au-dessus d'un plan réflecteur parfaitement conducteur, ce dernier étant perpendiculaire à l'axe du cône et contenant le pôle d'expansion de la structure. La symétrie ainsi constituée est entièrement définie par des angles.

L'étude théorique, pour des antennes à deux ou quatre brins, est réalisée à l'aide des programmes de calcul des antennes au-dessus d'un plan définis page 58 et page 62. Il suffit de prendre un demi-angle au sommet du cône différent de 90° et une distance au plan réflecteur nulle.

L'optimisation des paramètres nous a permis de définir une antenne présentant un rayonnement ayant une excellente symétrie de révolution. De plus, ses dimensions sont remarquablement réduites [34].

II - ANTENNE CONIQUE EQUIANGULAIRE A DEUX BRINS AU-DESSUS D'UN PLAN REFLECTEUR.

CARREL [7] avait étudié expérimentalement des systèmes de ce type à deux brins. Les paramètres qu'il avait pris correspondaient à des angles d'enroulements assez faibles, et il n'avait abouti à aucune structure intéressante en pratique.

Nous avons regardé ce que pouvait donner des angles d'enroulement plus forts, mais nous n'avons abouti à rien de concret : les défauts ne descendant pas à moins de ± 3 dB et le taux d'ellipticité de l'onde émise dans la direction de l'axe étant toujours largement supérieur à 3 dB. Les diagrammes de rayonnement présentent de plus des lobes secondaires très importants, ce qui rend l'antenne inutilisable.

Nous avons porté nos efforts sur les antennes à quatre éléments rayonnants qui, isolées dans l'espace, ont une meilleure symétrie de révolution et un rayonnement rigoureusement circulaire dans la direction de l'axe.

On peut penser, en effet, que l'augmentation du nombre de brins est, ici encore, un facteur d'amélioration de la symétrie de révolution.

III - ANTENNE CONIQUE EQUIANGULAIRE A QUATRE BRINS AU-DESSUS D'UN PLAN REFLECTEUR.

Seul le mode $m = 3$ donne un rayonnement maximum dans la direction de l'axe de l'antenne. Nous n'étudierons donc, dans ce chapitre, que des antennes excitées suivant ce mode.

III.1 - ETUDE EN FONCTION DE L'ANGLE D'ENROULEMENT.

Les figures 82, 83 et 84 montrent les amplitudes des courants, ainsi que les diagrammes dans deux plans de site, pour des antennes de paramètres : $\theta_0 = 45^\circ$, $\delta = 30^\circ$, $r_0 = 0,075$ cm, $L = 35$ cm et respectivement $\mu = 82,5^\circ$, 85° , et $87,5^\circ$, à la fréquence de 9 GHz.

Les remontées de courant prennent très vite des proportions prohibitives, et pratiquement seul $\mu = 87,5^\circ$ donne une antenne utilisable. Pour $\mu = 82,5^\circ$ et 85° , les diagrammes de rayonnement sont très perturbés et présentent de nombreux lobes secondaires, dus aux remontées de courant qui correspondent à des zones secondaires de rayonnement. Celles-ci, même très faibles, ont un rôle important.

Nous avons mis ce fait en évidence, en calculant, pour $\mu = 87,5^\circ$, les caractéristiques de rayonnement en ne tenant compte que de la première zone de rayonnement, celle où le niveau du courant est supérieur à - 30 dB par rapport au maximum. Les diagrammes sont alors beaucoup plus symétriques et égaux pour les deux polarisations (figure 85), et les défauts d'omnidirectionnalité presque nuls.

Les tableaux suivants donnent les variations d'ouverture θ° suivant le plan de site considéré et les défauts Δ pour $\mu = 87,5^\circ$.

θ°	Courants non coupés	Courants coupés à 30 dB
E_θ	$60^\circ - 77^\circ$	66°
E_ϕ	$60^\circ - 100^\circ$	84°

Δ dB	Courants non coupés	Courants coupés à 30 dB
E_θ	$\pm 0,53$ dB	$\pm 0,017$ dB
E_ϕ	$\pm 0,52$ dB	$\pm 0,018$ dB

Une très nette amélioration est visible quand on ne tient pas compte des zones secondaires de rayonnement (ou remontées de courant) qui sont pourtant à niveau très faible (voir fig. 84).

Sur une antenne réelle, l'effet de ces zones secondaires pourrait être atténué par des pertes très faibles ou des absorbants électromagnétiques.

La figure 86 donne, en fonction de μ , les défauts pour des antennes de paramètres : $\theta_0 = 45^\circ$, $\delta = 30^\circ$, $L = 40$ cm, $r_0 = 0,075$ cm, et à la fréquence de 7,5 GHz. Cette courbe montre l'intérêt de choisir l'angle μ le plus grand possible compatible avec la réalisation de l'antenne.

III.2 - ETUDE EN FONCTION DE L' ANGLE DU CÔNE.

L'optimum, pour la variation de l'angle du cône, est assez critique, comme le montrent les figures 87, 88 et 89. Ces dernières donnent les variations des ouvertures, les défauts et la directivité, en fonction du demi-angle au sommet du cône, pour des paramètres $\mu = 87,5^\circ$, $\delta = 30^\circ$, $r_0 = 0,15$ cm, $L = 40$ cm et à la fréquence de 9 GHz.

Les figures 90, 91 et 92 donnent les amplitudes des courants et les diagrammes dans un plan de site pour les deux composantes du champ, pour $\theta_0 = 40^\circ$; 55° et 45° . Des lobes secondaires apparaissent, même s'il n'y a pas de remontées de courant supérieures à -40 dB.

L'optimum semble être atteint pour $\theta_0 = 45^\circ$.

III.3 - ETUDE EN FONCTION DE LA FREQUENCE.

Nous avons fait varier la fréquence pour une antenne de paramètres : $\theta_0 = 45^\circ$; $\mu = 87^\circ 5$; $\delta = 30^\circ$; $L = 40$ cm ; $r_0 = 0,15$ cm.

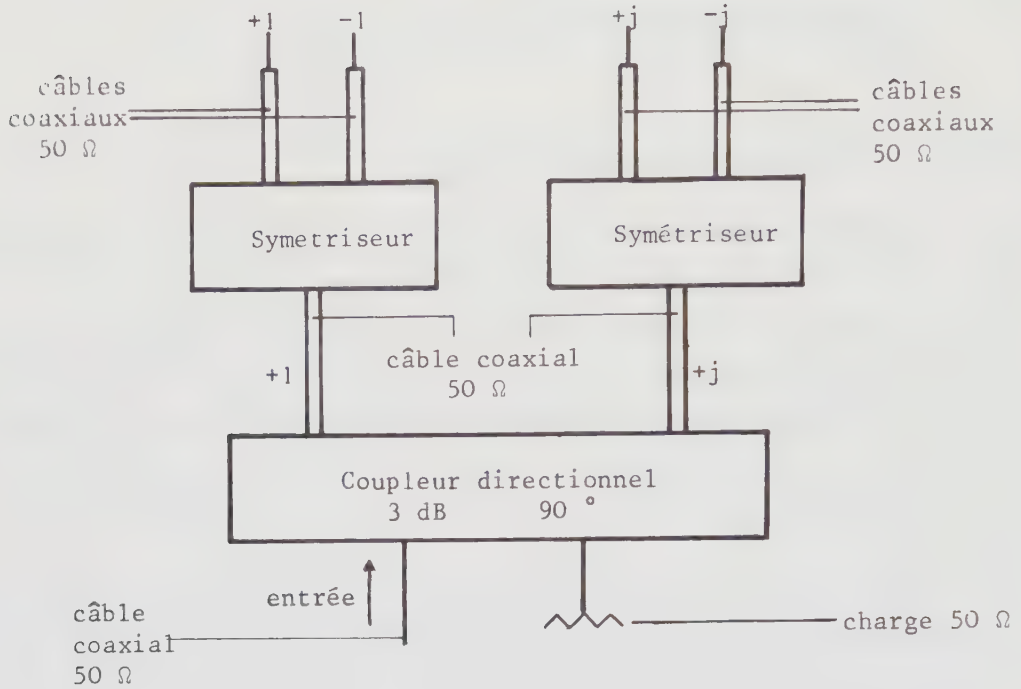
Les figures 92, 93 et 94 donnent l'allure de l'amplitude du courant et des diagrammes dans un plan de site, aux fréquences : 9 GHz ; 2 GHz et 5 GHz. L'"indépendance" de la fréquence du système se retrouve dans le fait que la forme des courbes de courant est constante, aux effets d'extrémité près.

Les variations des ouvertures à 3 dB sont indiquées figure 95. Aux basses fréquences, la symétrie de révolution est parfaite. Elle se détériore un peu aux fréquences hautes, du fait de l'apparition des zones secondaires de rayonnement. Néanmoins, le maximum de variation des ouvertures est de $60^\circ - 100^\circ$, soit $80^\circ \pm 25\%$ ou un rapport de 1 : 1,7 ; alors qu'il fallait compter 1 : 3 pour le meilleur des cas étudiés jusqu'ici. La suppression de ces remontées de courant (de niveau très faible) permet de supprimer pratiquement toute variation sur l'ouverture (voir tableau, paragraphe III.1).

La directivité et le gain, dans la direction de l'axe de l'antenne, sont donnés figure 96. En dessous de 2 GHz, l'antenne est totalement désadaptée par rapport à son système d'alimentation. Celui-ci comprend (figure page suivante) deux symétriseurs et un coupleur directionnel 3 dB ; ainsi chaque paire de brins diamétralement opposés est excitée par les deux sorties (câbles 50 Ω) d'un symétriseur. Chaque paire de brins est alimentée par une ligne bifilaire d'impédance 100 Ω .

La désadaptation de l'impédance de fermeture de chaque paire de brins (figure 97) par rapport à l'impédance d'entrée des symétriseurs (100 Ω) limite la bande passante du côté des basses fréquences. La diffé-

rence entre directivité et gain, due à cette désadaptation, peut atteindre 3 dB.



Néanmoins, le rapport d'ondes stationnaires de l'impédance d'entrée rapportée à $50\ \Omega$ de l'antenne vue à travers son système d'alimentation est largement inférieur à 2 dans la bande considérée (fréquences au dessus de 2 GHz). L'onde de retour est, en effet, absorbée dans la charge $50\ \Omega$.

III.4 - CONCLUSION.

Le cas le plus favorable, au point de vue des caractéristiques de rayonnement et de la symétrie de révolution, est sans nul doute, l'antenne conique équiangulaire à quatre brins rayonnants, placée au dessus d'un plan réflecteur et dont les paramètres sont définis paragraphe précédent. Elle a des dimensions remarquablement réduites. Si λ_M est la longueur d'onde à la fréquence de fonctionnement la plus faible, l'antenne a une épaisseur de $\lambda_M/10$ et un diamètre de $\lambda_M/5$, soit 1,5 cm et 3 cm pour une fréquence inférieure de 2 GHz.

IV - CONCLUSION.

L'étude théorique menée nous a permis de comprendre les difficultés rencontrées jusqu'alors dans la pratique et qui apparaissent quand on met en présence une antenne du type spirale plane et un plan réflecteur pour rendre le rayonnement unidirectionnel tout en conservant la large bande. Les remontées de courant sont très importantes et détruisent la symétrie de révolution des diagrammes. De plus, la distance fixe entre le réflecteur et l'antenne, rend le rayonnement très dépendant de la fréquence.

Au cours de cette étude d'antennes directives indépendantes de la fréquence, nous avons réussi à optimiser les paramètres d'une antenne pour obtenir une bonne symétrie de révolution des diagrammes de rayonnement, une polarisation circulaire de l'onde émise dans la direction de son axe et une bonne directivité maximale. De plus, son très faible encombrement fait que l'antenne peut, à une similitude près, être utilisable facilement à des fréquences plus basses.

La seconde partie de cette étude est la réalisation et la mesure des performances de cette antenne optimisée.

C

VERIFICATION DE L'ETUDE THEORIQUE :
 ETUDE EXPERIMENTALE D'UNE ANTENNE CONIQUE
 EQUIANGULAIRE PLACEE AU DESSUS D'UN PLAN
 REFLECTEUR.

I - INTRODUCTION.

La vérification expérimentale de la théorie s'est faite tout naturellement sur l'antenne conique équiangulaire à brins "épais" placée au dessus d'un plan réflecteur et de paramètres optimisés :

$$\theta_0 = 45^\circ ; \mu = 87,5^\circ ; \delta = 30^\circ$$

$$L = 40 \text{ cm} ; r_0 = 0,15 \text{ cm}$$

En réalité chaque brin sera constitué par une plaque de largeur δ dont l'épaisseur est très petite.

Lors de la réalisation de la maquette, de nombreuses difficultés technologiques ont été rencontrées. Elles sont dues à la taille réduite de l'antenne.

Nous présenterons la réalisation de l'antenne et de son système d'alimentation, puis la comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux.

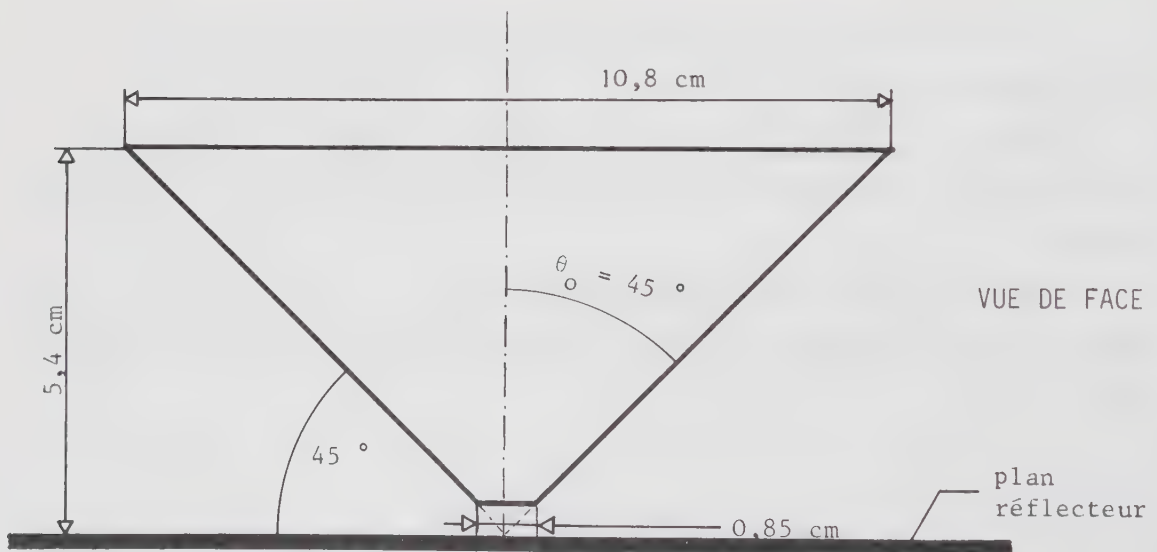
II - REALISATION DE LA MAQUETTE.

II.1 - TRANSPOSITION EN FREQUENCE.

L'antenne, telle qu'elle a été étudiée théoriquement, est très difficilement réalisable : le diamètre des brins rayonnants au voisinage de la zone d'alimentation est de $2,5/100$ mm.

Nous avons donc envisagé de faire une transposition en fréquence et de construire l'antenne en circuit imprimé. Sur ce type de support, une largeur de $1/10$ mm est réalisable avec une bonne précision. Nous avons donc choisi un rapport de transposition en fréquence de 4. L'antenne fonctionne alors dans la gamme de 0,500 à 2,25 GHz. Le rayon de la zone d'alimentation est de 0,425 cm et la longueur des brins de 160 cm. Le diamètre extérieur de l'antenne est de 10,8 cm et sa hauteur de 5,4 cm.

Les dimensions de l'antenne sont données ci-dessous :



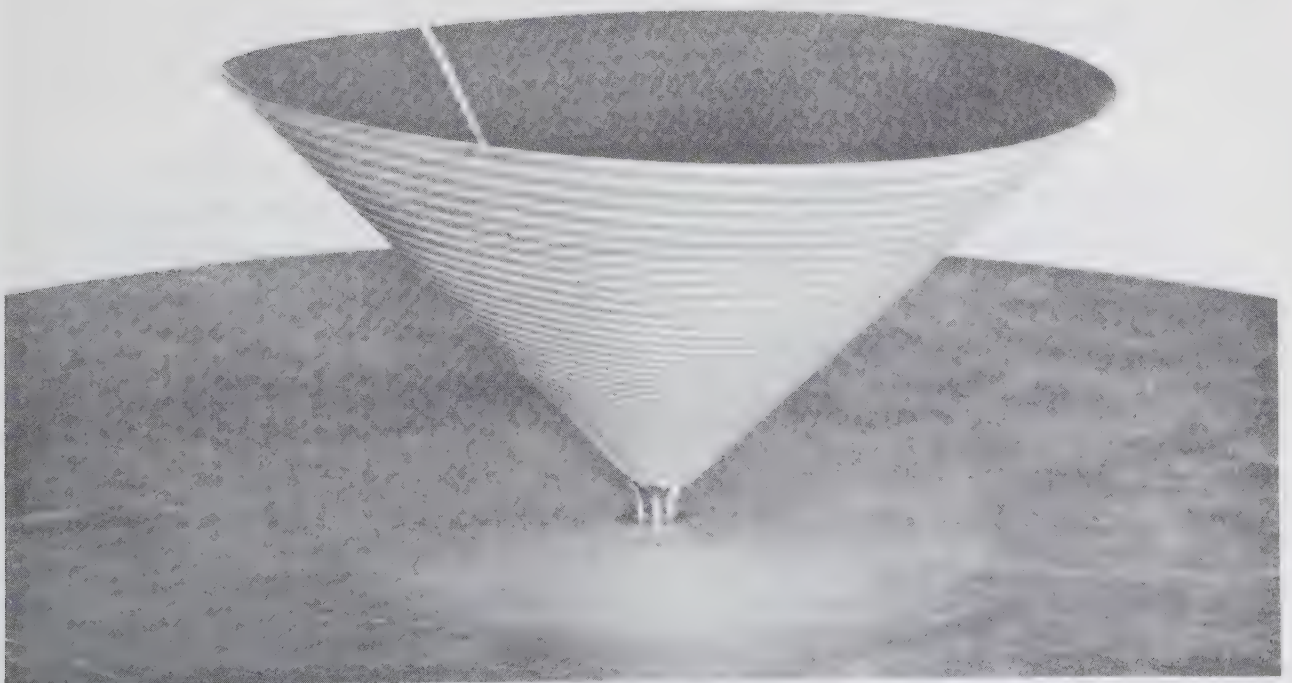
Deux plans réflecteurs circulaires de diamètres 30 et 60 cm ont été réalisés.

II.2 - REALISATION DE L'ANTENNE CONIQUE EQUIANGULAIRE.

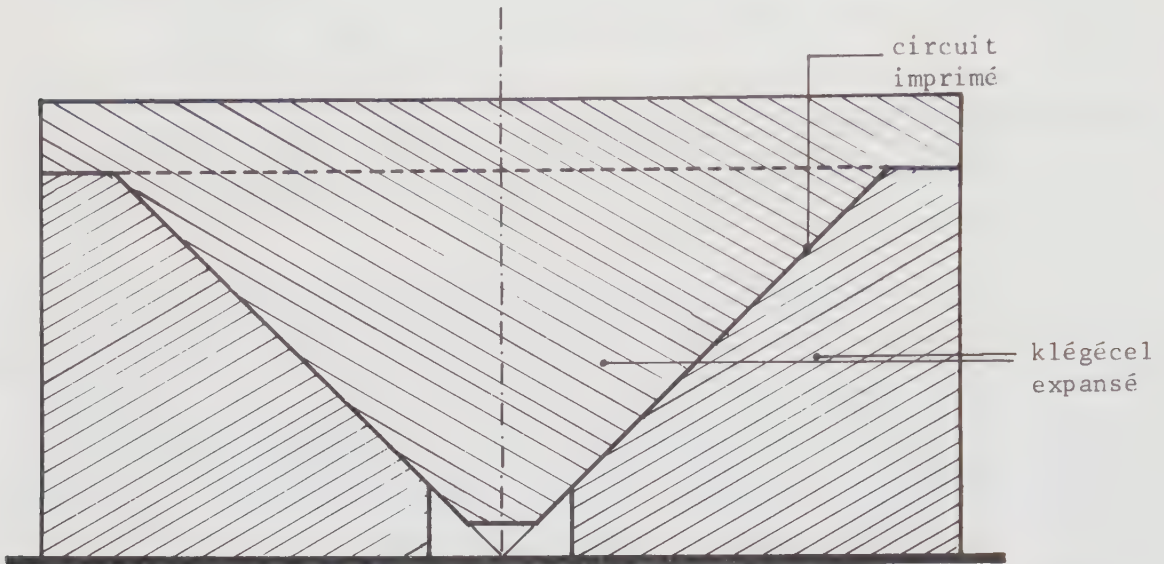
L'antenne conique équiangulaire a été réalisée sous forme de circuit imprimé (photo ci-dessous). Les brins ne sont plus "épais" mais sont constitués par une plaque d'épaisseur constante (35 microns) et dont la largeur varie proportionnellement au module du rayon vecteur.

La construction d'une telle antenne à brins "épais" pose en effet des problèmes technologiques pratiquement insurmontables à l'heure actuelle. Les procédés proposés jusqu'alors ("tourillonnage" ou "formage" [47]) ne peuvent pas être utilisés.

Le circuit imprimé représente la développée du cône. Il a été fabriqué dans les laboratoires de la Thomson-C.S.F. Pour reconstituer l'antenne conique, il faut tout d'abord découper le circuit puis reformer le cône et souder pour assurer la continuité des brins rayonnants. Cette soudure est particulièrement délicate : près de la zone d'alimentation le diamètre des brins est de $1/10$ mm et les brins sont écartés de $2/10$ mm. Le circuit doit être de très bonne qualité pour que tous les brins aient une largeur constante et qu'il n'y ait pas de chevauchement. De plus la symétrie de révolution du rayonnement dépend, en grande partie, de celle de l'antenne. Il faut donc que cette dernière soit construite avec le maximum de soin.



L'antenne conique équiangulaire, une fois reconstituée est posée sur un support en klégécel expansé (de permittivité relative 1,02) comme le montre le schéma suivant :



Le support est collé sur le plan réflecteur.

II.3 - REALISATION DU SYSTEME D'ALIMENTATION.

Le système d'alimentation comprend (cf. schéma page 78) :

- deux symétriseurs identiques à structure coaxiale et à large bande (0,500 à 2,250 GHz) ;
- un coupleur hybride 3 dB - 90 ° ; deux sont nécessaires pour couvrir la bande de 0,500 à 2 GHz).

Les deux symétriseurs identiques ont été réalisés au laboratoire, suivant le principe étudié en [40]. Leur plan est donné figure 98. Les tableaux suivants indiquent leurs performances dans la bande 0,500 - 2,250 GHz.

	Ecart de phase par	Ecart d'amplitude par	
	rapport à la valeur	rapport à la valeur	
	théorique	théorique	
Un symétriseur	$< \pm 0,75^\circ$	$< \pm 0,3 \text{ dB}$	
(deux sorties)			
Deux symétriseurs	$< \pm 1^\circ$	$< \pm 0,3 \text{ dB}$	
en parallèle			
(quatre sorties)			

Ces deux symétriseurs réalisent entre autre une transformation d'impédance de 50 à 100 Ω . Chaque sortie d'un symétriseur est assurée par un câble 50 Ω , ce qui donne pour l'ensemble une ligne bifilaire équivalente d'impédance 100 Ω , constituée par les âmes des deux câbles coaxiaux. Leur rapport d'ondes stationnaires est inférieur à 2 dans toute la bande.

On a choisi une impédance caractéristique de 100 Ω pour la ligne bifilaire qui alimente deux brins opposés en opposition de phase, compte-tenu des résultats théoriques. (Voir page 77, figure 97). En réalité, l'antenne réalisée n'ayant pas des brins de section circulaire, l'impédance entre deux brins opposés risque d'être différente. Seule la mesure avec le dispositif d'alimentation décrit pourra nous permettre de voir s'il est nécessaire de modifier le rapport de transformation d'impédance des symétriseurs.

Les coupleurs utilisés (3 dB - 90 °) fonctionnent respectivement dans les bandes suivantes :

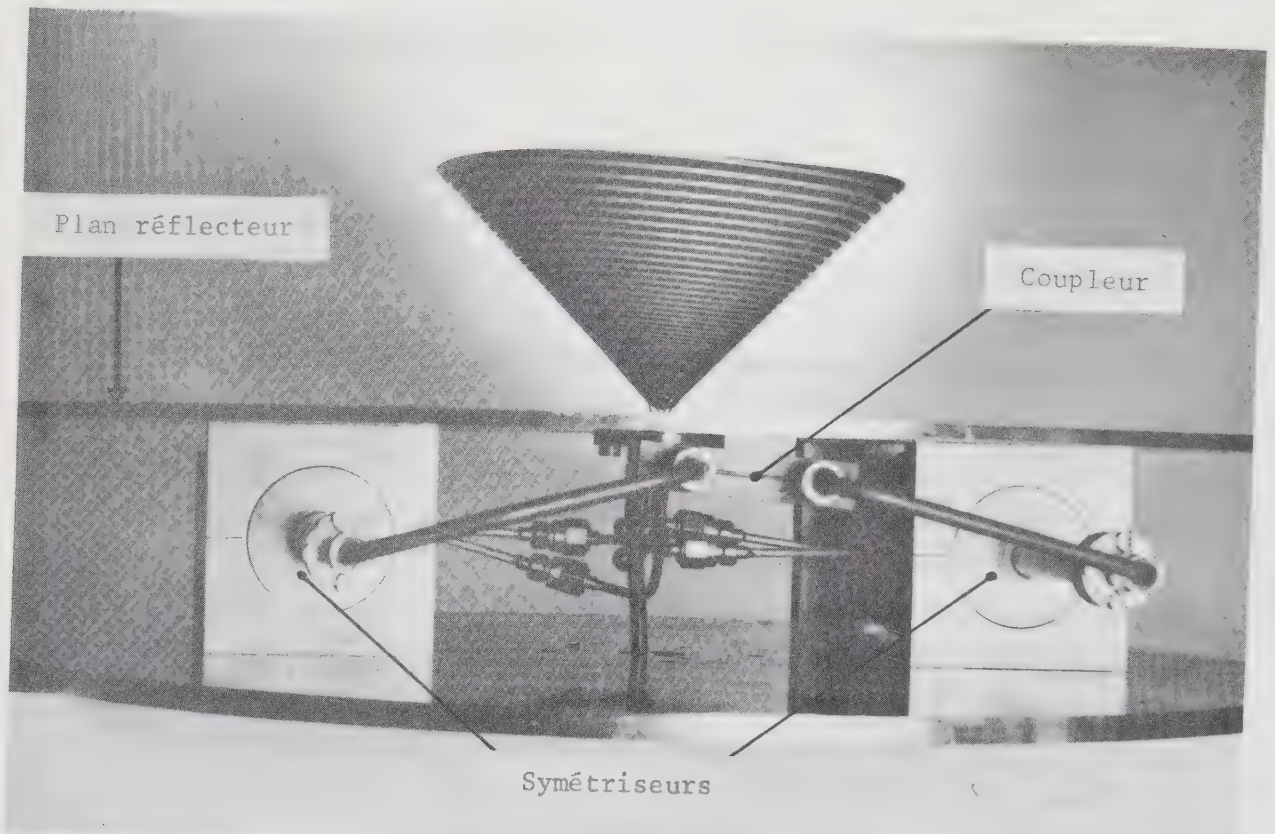
0,500 - 1 GHz ; 1 à 2 GHz.

Ils sont responsables des erreurs résiduelles maximales du système d'alimentation : les variations sont inférieures à $\pm 0,5 \text{ dB}$ entre chaque voie. Leur R.O.S. est inférieur à 1,2.

Le système d'alimentation donne une perte maximale de 1 dB dans toute la bande 0,500 - 2 GHz.

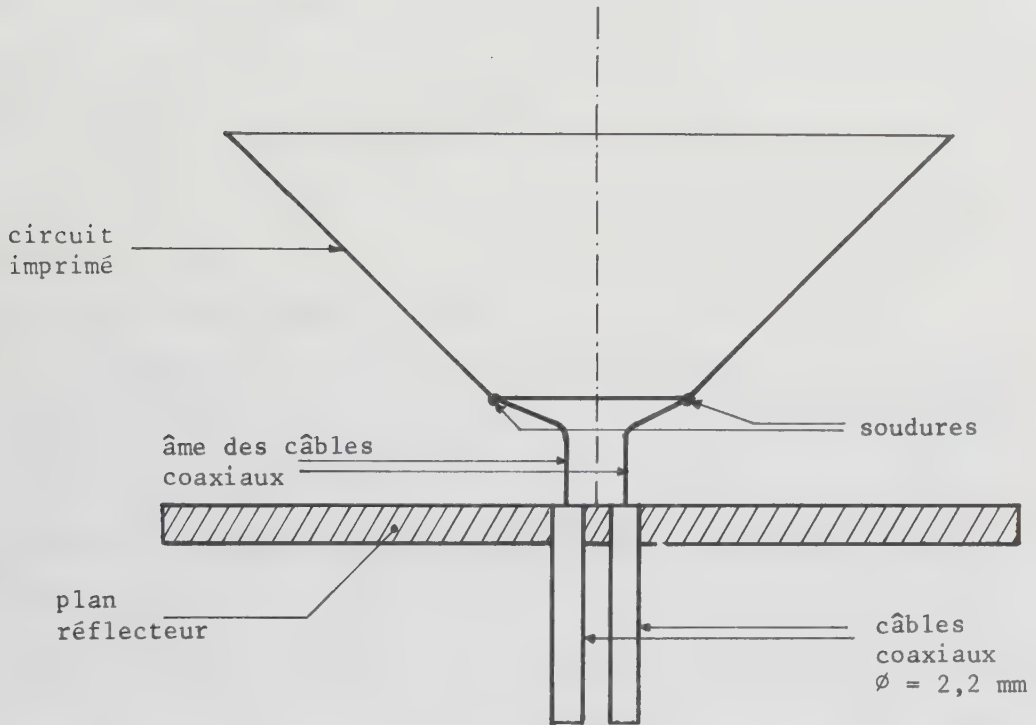
II.4 - MONTAGE DU SYSTEME D'ALIMENTATION.

Le coupleur et les deux symétriseurs sont fixés sur la face arrière du plan réflecteur de l'antenne, comme le montre la photo ci-dessous.



Sur les sorties des symétriseurs sont montés quatre câbles coaxiaux de même longueur électrique. Ces derniers sont emmanchés à force dans des

trous pratiqués dans le plan réflecteur de manière à ce que seule l'âme dépasse la limite supérieure du plan (figure ci-dessous).



Les âmes des câbles coaxiaux sont alors soudées aux extrémités des brins rayonnants.

III - ETUDE EXPERIMENTALE.

L'étude expérimentale a porté sur les points suivants :

. Etude du rayonnement de l'antenne au dessus d'un plan réflecteur circulaire de 30 cm de diamètre. Les mesures ont été effectuées dans une station à l'air libre à Monterfil. Nous disposons d'une installation de mesure de diagrammes de rayonnement.

. Etude du rayonnement de l'antenne au dessus d'un plan réflecteur circulaire de 60 cm de diamètre. Pour certaines de ses mesures, nous avons pu disposer de la chambre anéchoïde du Centre d'Electronique de l'Armement (C.E.L.A.R.) de Bruz qui fonctionne à partir de 0,1 GHz.

Pour rendre apériodique, pour les basses fréquences, le fonctionnement de l'antenne équipée de son grand réflecteur, nous avons fermé les extrémités des brins rayonnants sur des résistances d'adaptation pour atténuer la réflexion des courants. Les quatre résistances, de 220 ohms chacune, sont à couche métallique.

III.1 - DIAGRAMMES DE RAYONNEMENT ET RAPPORT D'ELLIPTICITE.

La figure 99 montre la comparaison entre les diagrammes de rayonnement en site, théoriques et expérimentaux, pour les deux composantes E_θ et E_ϕ du champ et pour diverses fréquences. Les mesures correspondent à l'antenne montée sur le grand plateau ($\varnothing = 60$ cm). La coïncidence des courbes est bonne.

La déformation des diagrammes expérimentaux en haute fréquence est imputable à la réalisation mécanique. Nous avons vu combien cette dernière était délicate, surtout au sommet de l'antenne, et c'est dans cette partie que se fait le rayonnement principal aux plus hautes fréquences.

Les lobes secondaires qui apparaissent aux basses fréquences sont dus aux dimensions limitées du plan réflecteur. De plus, il existe un rayonnement arrière qui n'existe pas théoriquement avec un plan réflecteur infini.

La figure 100 donne le maximum des lobes secondaires en fonction de la fréquence, pour les deux composantes du champ et pour les deux plateaux réflecteurs. Le niveau des lobes secondaires est important au-dessous de 1 GHz pour le petit plateau. On voit que si les dimensions de ces derniers sont doublées, ce qui correspond au grand plateau, le niveau est faible dans toute la bande.

Les figures 101 et 102 donnent, en fonction de la fréquence, les variations des ouvertures à demi-puissance, théoriques et expérimentales, pour les deux composantes du champ et pour les deux plateaux réflecteurs (respectivement $\phi = 30$ cm et $\phi = 60$ cm).

Les diamètres des plateaux réflecteurs rapportés à la longueur d'onde correspondant à la fréquence de 0,5 GHz sont respectivement égaux à 0,5 et 1. Ces réflecteurs restent donc petits. C'est la raison pour laquelle la théorie s'écarte de l'expérience pour les très basses fréquences. Néanmoins, la variation de l'ouverture pour une fréquence donnée reste très faible.

Le rapport d'ellipticité de l'onde émise dans la direction de l'axe de l'antenne, mesuré pour les deux plateaux, est présenté figure 103. Rappelons que ce rapport théorique est nul du fait de la symétrie de l'antenne et de son mode d'excitation.

L'amélioration aux basses fréquences, est due au fait que l'antenne est chargée par des résistances. L'onde de retour est alors diminuée.

La non nullité de ce rapport est imputable à la dissymétrie existant dans l'excitation de l'antenne. En effet, l'imperfection du système d'alimentation fait que les conditions d'égalité de phase, et surtout d'amplitude, sur les brins ne sont pas rigoureusement respectées en fonction de la fréquence (voir page 84).

La figure 104 présente le rapport d'ellipticité, théorique et expérimental, dans un plan de site, à la fréquence de 0,8 GHz et avec le grand plateau.

L'écart en dB s'accroît au fur et à mesure que θ croît. Une courbe tracée avec une échelle linéaire aurait atténué fortement cet effet. La coïncidence est bonne.

La figure 105 présente la comparaison, théorie-expérience, des défauts du rayonnement dans les directions à 30° ($\theta = 30^\circ$), pour les deux composantes du champ et en fonction de la fréquence. Les mesures correspondent à l'antenne montée au-dessus du grand plateau ($\varnothing = 60$ cm). La coïncidence est bonne, compte tenu que le rapport d'ellipticité expérimental est plus mauvais que le rapport théorique.

III.2 - GAIN ET ADAPTATION

La figure 106 présente, en fonction de la fréquence, le gain isotrope linéaire dans la direction de l'axe de l'antenne non adaptée, celle-ci étant chargée et placée devant le plateau réflecteur de 60 cm de diamètre.

Vers les basses fréquences, le gain devient négatif en dessous de 0,75 GHz. La coupure est très rapide. Les résistances de charge absorbent alors une bonne partie de l'énergie, d'où la perte de gain. Si l'antenne n'est plus chargée, elle est alors complètement désadaptée par rapport au système d'alimentation.

A moyenne et haute fréquences, l'antenne présente une désadaptation par rapport au système d'alimentation qui peut devenir assez forte : le R.O.S. maximum est de 7, ce qui correspond à une perte de 3,6 dB. L'énergie est alors absorbée dans la charge du coupleur. Par contre l'antenne, vue à travers le système d'alimentation est adaptée.

La différence entre les gains théorique (fig. 96) et mesuré, provient de la désadaptation que présente l'antenne par rapport au système d'alimentation et des pertes dans ce dernier. Le rapport de transformation d'impédance des deux symétriseurs avait été déterminé d'après les résultats théoriques correspondant à des brins véritablement "épais", c'est-à-dire de section circulaire. La réalisation de l'antenne en circuit imprimé, correspond à des brins sous forme de plaques. L'impédance entre deux brins opposés de l'antenne est alors différente de l'impédance théorique. Le système d'alimentation doit donc être revu : le rapport de transformation d'impédance des symétriseurs doit être modifié.

La figure 107 présente, en fonction de la fréquence, le gain isotrope linéaire dans la direction de l'axe de l'antenne, les symétriseurs ayant un rapport de transformation en impédance de 4. Dans la bande 0,75 - 2 GHz, le R.O.S. de chaque symétriseur est inférieur à 2. Le gain isotrope linéaire est positif dans la bande 0,75 - 1,95 GHz. Avec le petit plateau ($\varnothing = 30$ cm), les diagrammes étant plus directifs et l'impédance entre deux brins peu modifiée, le gain isotrope linéaire devrait être positif dans la bande 0,75 - 2 GHz.

IV - CONCLUSION DE L'ETUDE EXPERIMENTALE.

Pour se rendre compte des performances mesurées sur l'antenne conique équiangulaire à quatre brins rayonnants fonctionnant en mode $m = 3$, nous les avons comparées à celles obtenues pour une antenne plane en spirale d'Archimède à deux brins rayonnants, en présence d'une cavité (voir page 71 et figure 80) et correspondant sensiblement à la définition donnée dans [15]. (Voir tableau page 92).

La bande de fréquence correspond à un gain isotrope linéaire mesuré supérieur à 0 dB. Notre antenne n'ayant pas été testée au delà de 2 GHz, nous avons dès lors adopté le rapport des fréquences extrêmes de la bande égal à 2,67. Nous voyons que le rayonnement a une bien meilleure symétrie de révolution pour l'antenne à quatre spirales que pour l'antenne à cavité. Les faibles extrêmes de l'ouverture du lobe principal de notre antenne dans la bande prouvent une meilleure indépendance de la fréquence de ses caractéristiques.

La faible variation de l'ouverture pour chaque fréquence et pour une polarisation donnée de l'onde, doit correspondre à une bien meilleure précision de la goniométrie.

Enfin on constate que le diamètre de l'antenne seule, rapporté à la longueur d'onde maximum de la bande passante, est sensiblement deux fois plus faible pour notre antenne que pour l'antenne à cavité. Il en est de même pour l'épaisseur hors-tout.

Toutefois si l'on tient compte de la dimension du réflecteur circulaire de notre antenne, on voit qu'il est, rapportée à λ_M , sensiblement du même ordre de grandeur que celui de la cavité.

Notre antenne encastrée dans une structure métallique jouant le rôle de contreponds, occupera donc une petite surface et peut être considérée comme très plate. C'est une antenne à large bande de dimensions remarquablement réduites.

Type d'antenne	Antenne à 2 spirales d'Archimède planes avec cavité		Antenne conique à 4 spirales équiangulaires en mode 3 disposée au-dessus du petit réflecteur	
Bande de fréquences	3 à 8 GHz		0,75 à 2 GHz	
Gain isotrope linéaire	≥ 0 dB, moyenne dans la bande : 2 dB		≥ 0 dB, moyenne dans la bande : 2dB	
Taux de polarisation dans l'axe (maximum)	2,5 dB		2 dB	
Extrema des ouvertures du lobe principal dans la bande	E_ϕ 50-94°	E_θ 40-110°	E_ϕ 57-86°	E_θ 48-77°
Variation maximum des ouvertures du lobe principal à une fréquence	E_ϕ $\pm 21^\circ 5$	E_θ $\pm 21^\circ$	E_ϕ $\pm 11^\circ 5$	E_θ $\pm 7^\circ$
Diamètre de l'antenne seule rapportée à λ_M	0,56		0,27	
Diamètre hors tout de la cavité ou du réflecteur rapportée à λ_M	0,70		0,75	
Epaisseur hors tout rapportée à λ_M	0,25		0,135	
R.O.S. de l'antenne	inférieur à 2		inférieur à 1,5	

Applications

et

Développements .

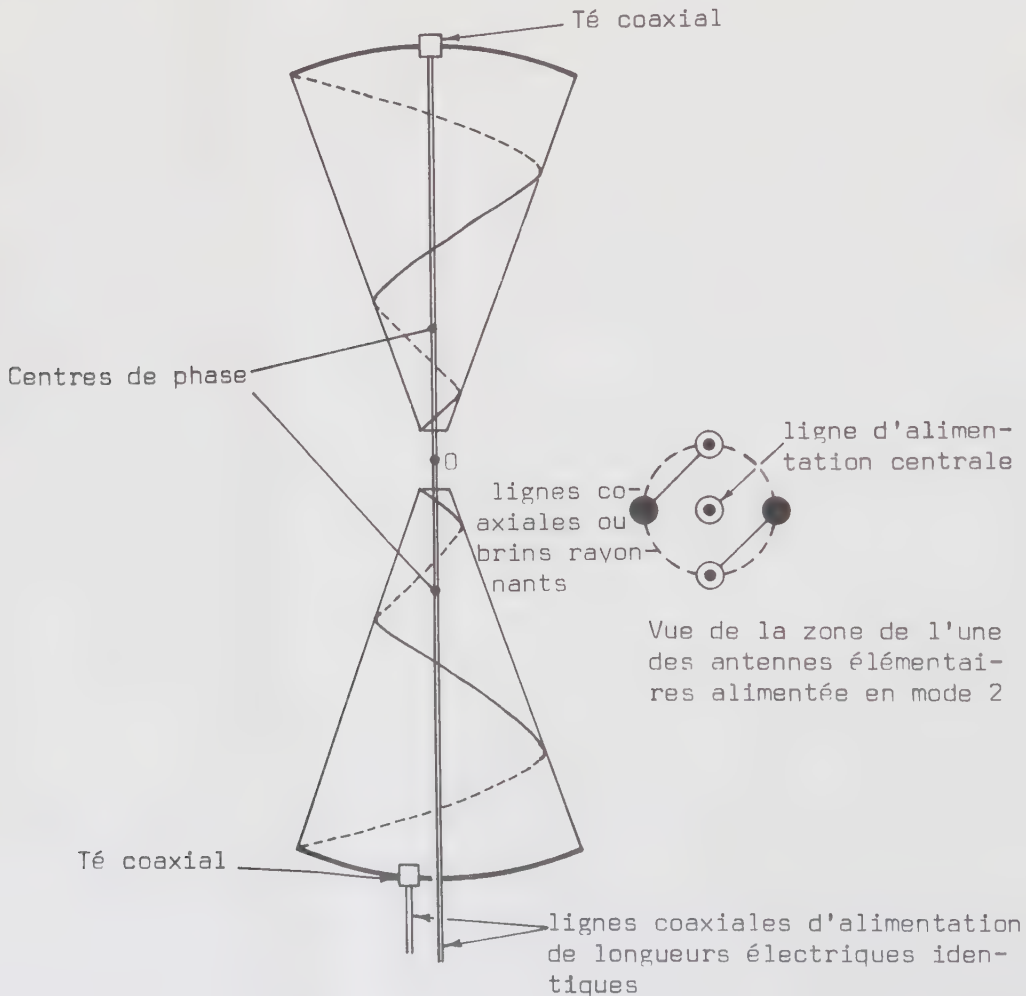
I - INTRODUCTION.

Notre théorie du réseau de N antennes coniques symétriques, couplées, de même axe et à P brins, nous a permis d'imaginer des antennes directives à large bande et à symétrie de révolution. Elle peut permettre d'autres applications et des développements que nous présentons dans ce chapitre.

II - SYSTEME DE GONIOMETRIE EN SITE.

Le principe de ce système a été défini lors d'un dépôt de brevet par Monsieur G. DUBOST, mais n'a jamais fait l'objet d'une étude théorique complète. Nous allons voir comment cette dernière pourrait-être effectuée à l'aide de notre théorie.

Le système de goniométrie en site donne la possibilité de déterminer, au degré près, l'angle de site d'arrivée d'une onde électromagnétique, brève ou non, dans une large bande de fréquence (plusieurs octaves) quelque soit l'angle d'azimut.



Le dispositif est formé (voir figure page précédente) de deux antennes coniques équiangulaires, à quatre brins, excitées en mode $m = 2$, de même axe et de même pôle d'expansion, opposées par le sommet, de mêmes paramètres mais de sens d'enroulement différent.

La différence de phase entre les signaux reçus par les deux antennes ne dépend pas de l'angle d'azimut d'arrivée de l'onde, mais uniquement de l'angle de site. Une comparaison des amplitudes permet de lever le doute dû aux rotations multiples de la phase ($2k\pi$ radians).

Le principe de superposition permet de considérer que le dispositif est équivalent à la réunion des deux configurations où une antenne reçoit en présence de l'autre fermée sur son impédance de charge. Or, les caractéristiques de rayonnement correspondant à une telle configuration pourraient être calculées à l'aide de notre étude théorique.

L'optimisation des paramètres des antennes pourrait alors se faire, compte tenu du couplage. En effet, pour avoir une bonne précision dans la détermination de l'angle de site, il faut [47] que la variation de la phase à site constante soit la plus proche possible de la loi linéaire théorique, et que le centre de phase de chaque antenne soit le plus éloigné possible du sommet afin d'avoir une variation rapide de la phase avec le site. De plus, il ne doit pas avoir d'ambiguïté dans le lever de doute.

III - ANTENNE DIRECTIVE A LARGE BANDE, A POLARISATION CIRCULAIRE ET A RAYONNEMENT DE REVOLUTION AU-DESSUS D'UN REFLECTEUR DE DIMENSIONS LIMITEES.-

Lors de l'étude expérimentale de la maquette d'une antenne directive, à large bande, à polarisation circulaire et à rayonnement de révolution, nous avons vu l'influence que peut avoir, sur le rayonnement, les dimensions du plan réflecteur.

Le développement de l'étude théorique doit donc se faire vers la recherche de l'influence du diamètre du plan réflecteur particulièrement importante pour les basses fréquences.

Dans une première étape, nous pouvons calculer la distribution théorique du courant sur le réflecteur de dimensions infinies. Ce qui permettra d'évaluer la zone utile du contrepois, pour pouvoir le limiter physiquement. Cette étude s'effectuera évidemment pour les basses fréquences de la bande.

Dans une seconde étape, nous pensons étudier plus généralement le rayonnement d'antennes au-dessus de contrepois de dimensions limitées et de forme quelconque. Le principal problème est de mettre au point des méthodes originales de calcul numérique qui soient relativement performantes en temps de calcul et place en mémoire centrale. La première phase de cette étude peut se faire avec un doublet placé au-dessus d'un contrepois de dimensions limitées, la mise au point des méthodes de calcul étant plus aisée sur un problème simple.

IV - CONCLUSION.

Ces quelques exemples montrent l'intérêt d'une étude théorique complète des réseaux d'antennes coniques symétriques à P brins ($P = 2, 4, 6, \dots$). Il est ainsi possible d'optimiser les paramètres de définition géométrique pour obtenir l'antenne la plus performante. Une telle étude, faite expérimentalement, serait presque impossible et surement très longue.

De plus, les difficultés rencontrées par la limitation obligatoire des dimensions des contrepois, rend nécessaire une étude complète et la mise au point de méthodes originales de calcul.

C O N C L U S I O N

Nous avons réalisé une étude théorique complète d'un réseau d'antennes coniques symétriques de même axe, en tenant intégralement compte du couplage. Une méthode numérique de résolution a été proposée. Elle nous a permis de donner quelques exemples de couplage entre antennes équiangulaires à deux brins rayonnants.

Nous nous sommes intéressés aux antennes du type spirale plane, à polarisation circulaire et à large bande, placée au dessus d'un plan réflecteur. Les difficultés rencontrées antérieurement par certains expérimentateurs (rayonnement dépendant de la fréquence et à mauvaise symétrie de révolution), pour des antennes placées devant une cavité, sont explicables grâce à notre théorie.

Nous avons alors imaginé un nouveau type d'antenne directive à large bande et à polarisation circulaire. L'étude théorique a rendu possible l'optimisation des paramètres de définition géométrique. Nous obtenons ainsi une antenne dont le rayonnement présente une très bonne symétrie de révolution et dont les dimensions sont remarquablement réduites.

Néanmoins les dimensions du contrepoids jouent un rôle important dans le rayonnement de l'antenne. Il apparaît donc nécessaire de faire l'étude générale des antennes au dessus d'un contrepoids de dimensions limitées. De plus une étude de la forme géométrique de ce réflecteur serait elle aussi intéressante.

BIBLIOGRAPHIE.

- | 1 | A.E. ATIA, K.K. MEI "Analysis of multiple-arm conical log-spiral Antennas".
I.E.E.E. Trans. Ant. Prop., vol. AP 19,
n° 3, Mai 1971, pp. 320-331.

- | 2 | S. BALARAM "Single wire Archimedean spiral antennas".
J. Instn. Telecom. Engrs, vol. 15, n° 8,
1965, pp. 567-572.

- | 3 | R. BAWER, J.J. WOLFE "The spiral antenna".
I.R.E. Intern. Conv. Record, 8, 1960,
pp. 84-95.

- | 4 | E.A. BLASI "The theory and application of the radiation
mutual-coupling factor".
Proc. I.R.E., 42, Juillet 1954, pp. 1179-1183.

- | 5 | M. BOUIX "Les fonctions généralisées ou distributions".
Masson, Paris, 1964, 216 pages.

- | 6 | G.K. CAMBRELL, C.T. CARSON "On Mei's integral equation of thin wire
antennas".
I.E.E.E. Trans. Ant. Prop., vol. AP 19,
Nov. 1971, pp. 781-782.

- | 7 | T.R. CARREL "Experimental investigation of the equian-
gular antenna".
Antenna Laboratory. University of Illinois.
Tech. Report n° 22, A.F. 33 (616)-3220.
Mai 1957.

- | 8 | R.E. COLLIN, F.J. ZUCKER "Antenna theory". Part.1, 1969.
Mc Graw-Hill, New-York, 657 pages.

- | 9 | R.E. COLLIN, F.J. ZUCKER
"Antenna theory". Part. 2, 1969.
Mc Graw-Hill, New-York, 674 pages.
- | 10 | H.P. CUBLEY, H.S. HAYRE
"Radiation field of spiral antennas
employing multimode slow-wave techniques".
I.E.E.E. Trans. Ant. Prop. vol. AP 19,
Janv. 1971, pp. 126-128.
- | 11 | W.L. CURTIS
"Spiral antennas".
I.R.E. Trans. Ant. Prop., vol. AP 8,
Mai 1960, pp. 298-306.
- | 12 | G.A. DESCHAMPS
"Impedance of complementary multiterminal
planar structures".
I.R.E. Trans. Ant. Prop., vol. AP 7,
Dec. 1959, pp. 371-378.
- | 13 | J.R. DONNELLAN
"Second mode operation of the spiral antenna".
I.R.E. Trans. Ant. Prop., vol. AP 8, 1960,
p. 637.
- | 14 | G. DUBOST
"Système de goniométrie de phase en site et
en azimut à large bande de fréquence".
Brevet d'invention n° 700.68.55 du 24.02.1970.
- | 15 | G. DUBOST, C. AURY, P. AMIOT
"Eléments hyperfréquences à large bande".
Annales de Radioélectricité, tome XVIII,
n° 17, oct. 1963, pp. 263-283.
- | 16 | G. DUBOST, C. TERRET
"Antennes indépendantes de la fréquence".
Annales des Télécom., tome 23, n° 11-12,
nov.-déc. 1968, pp. 311-338.
- | 17 | G. DUBOST, C. TERRET, P. POEY, J.C. LE FAOU
"Antennes indépendantes de la fréquence du
type conique équiangulaire multimodes à
brins épais".
Annales des Télécom., tome 26, n° 11-12,
nov.-déc. 1971, pp. 413-438.
- | 18 | J.D. DYSON
"The equiangular spiral antenna".
Antenna Laboratory. University of Illinois.
Tech. Report n° 21, AF 33 (616)-3220,
sept. 1957.

- | 19 |

J.D. DYSON

"A survey of the very-wide band and frequency independant antennas, 1945 to the present".

Journal of Research of the N.B.S.
Radio Propagation, vol. 66 D, n° 1, Janv. Fév. 1962.
- | 20 |

J.D. DYSON

"The coupling and mutual impedance between conical log-spiral antennas in simple arrays".

I.R.E. Int. Conv. Record, Part 1, 1962, pp. 165-182.
- | 21 |

J.D. DYSON, P.E. MAYES

"New circularly polarized frequency-independant antennas with conical beam or omnidirectional patterns".

I.R.E. Trans. Ant. Prop., vol. AP 9, n° 4, Juil. 1961, pp. 334-342.
- | 22 |

J.D. DYSON, P.E. MAYES, R. BAWER, J.J. WOLFE

"A note on the comparison between equiangular and archimedean spiral antennas".

I.R.E. Trans. Microw. theory and technics, vol. MTT 9, n° 2, 1961, pp. 203-205.
- | 23 |

A.B. GOROSHCENJA

"Calcul des dimensions des zones de rayonnement effectif des spirales coniques"(en russe). Izvest. Vyssk. Uchebn. Zaved, Radioelectron SSSR, tome 10, n° 2, 1967, pp. 150-156.
- | 24 |

S. HONG, G. RASSEWEILLER

"Size reduction of a conical log-spiral antenna by loading with magneto-dielectric material".

I.E.E.E. Trans. Ant. Prop., vol. AP 14, n° 5, Sept. 1966, pp. 650-651.
- | 25 |

J.P. JONES, P.E. TAYLOR, C.W. MORROW

"Design techniques for a leight weight, high power spiral antenna".

I.R.E. Wescon. Conv. Rec., 1960, Part 1, pp. 107-122.
- | 26 |

J.A. KAISER

"The archimedean two-wire spiral antenna".

I.R.E. Trans. Ant. Prop., vol. AP 8, Mai 1960, pp. 312-323.

- | 27 | P. KAISER "The inclined log spiral antenna, a new type of unidirectional frequency independent antenna".
I.E.E.E. Trans. Ant. Prop., vol. AP 15, Mars 1967, pp. 304-305.

- | 28 | J.A. KAISER, J.H. LITTLE "Phase comparison properties of the dual mode spiral with application to direction finding".
S.I. Inst. Elect. Electron. Engrs, 1964, pp. 67-72.

- | 29 | R.W.P. KING "Coupled antennas and transmission lines".
Proc. I.R.E., 31, Nov. 1943, pp. 626-640.

- | 30 | S.R. LAXPATI, R. MITTRA "Current distribution on a two-arm thin-wire planar equiangular spiral antenna".
Electronics Letters, vol. 1, n° 7, Sept. 1965, pp. 213-215.

- | 31 | S.R. LAXPATI, R. MITTRA "Boundary value problems associated with source excited planar equiangular spiral antennas".
Proc. I.E.E. vol. 114, n° 3, Mars 1967, pp. 352-353.

- | 32 | S.H. LEE, K.K. MEI "Analysis of zigzag antennas".
I.E.E.E. Trans. Ant. Prop., vol. AP 18, n° 6, Nov. 1970, pp. 760-764.

- | 33 | B. LORIG, G. DUBOST, C. TERRET "Antenne directive à large bande du type spirale plane à polarisation circulaire".
Rapport interne. Avril 1972, 59 pages, 76 figures.

- | 34 | B. LORIG, G. DUBOST, C. TERRET "Antenne directive à large bande du type spirale plane à polarisation circulaire".
Rapport interne. Mars 1973, 12 pages, 29 figures.

- [35] B. LORIG, G. DUBOST, C. TERRET
 "Sur le rayonnement théorique d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins rayonnants, en présence d'un plan réflecteur de dimensions infinies".
 C.R. Acad. Sciences, Paris, Série B, t. 276, 19 Fév. 1973, pp. 291-294.
- [36] K.K. MEI
 "On the integral equation of thin wire antennas".
 I.E.E.E. Trans. Ant. Prop., vol. AP 13, n° 3, Mai 1965, pp. 374-378.
- [37] H.H. MICHELS
 "Abcissas and weight coefficients for Lobatto quadrature".
 Math. of Computation, Juillet 1963, pp.237-244.
- [38] A. MOCHE
 "Etude du courant le long des éléments rayonnants d'une antenne conique équiangulaire à ondes progressives en hyperfréquence".
 Thèse de 3è cycle, Juin 1969, Faculté des Sciences, Rennes.
- [39] M. PARODI
 "Introduction à la théorie des distributions".
 Cours de l'E.N.S.T. Paris 1967.
- [40] P. POEY
 "Symétriseurs hyperfréquence à large bande fonctionnant de 3 à 10 GHz".
 Thèse de 3è cycle, Mai 1968, Faculté des Sciences, Rennes.
- [41] P.L. RANSON
 "An experimental investigation of the four arm, planar logarithmic spiral antenna".
 Antenna Laboratory University of Illinois. Tech. Report AFAF-TR-65-115, Mai 1965.
- [42] V.H. RUMSEY
 "Frequency independant antennas".
 Academic Press New-York 1966, 150 pages.
- [43] V.H. RUMSEY
 "Frequency independant antennas".
 I.R.E. Nat. Conv. Record, Part 1, 1957, pp. 119-128.
- [44] L. SCHWARTZ
 "Méthodes mathématiques pour les sciences physiques".
 Hermann Paris 1961.

- |45| M. SKOLNIK "Gemini rendez-vous radar".
Radar Handbook, Mc Graw-Hill, New-York,
1970, pp. 34-8, 34-13.

- |46| K.K. SRIVASTAVA, I. SREENIVASIAH "Archimedean spiral antenna".
J. Instn. Telecom. Engrs. (India), vol. 16,
n° 6, 1970, pp. 414-421.

- |47| C. TERRET "Antennes indépendantes de la fréquence
du type conique équiangulaire multimodes
à brins épais".
Thèse d'Etat, Rennes, Juillet 1971.

- |48| C. TERRET, G. DUBOST, G. JOLIFF "Application des antennes coniques équi-
angulaires à brins épais".
Annales des Télécom., tome 27, nos 11-12,
Nov.-Déc. 1972, pp. 453-467.

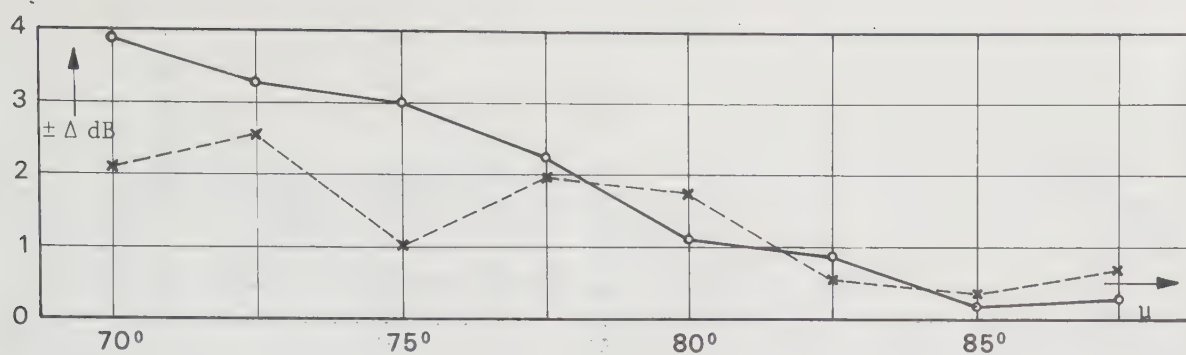
- |49| M.S. WHEELER "On the radiation from several regions in
spiral antennas".
I.R.E. Trans. Ant. Prop., vol. AP 9,
Janv. 1961, pp. 100-102.

- |50| J.J. WOLFE, R. BAWER "Printed-circuit spiral antennas".
Electronics, Avril 1961, pp. 99-103.

- |51| Y.S. YEH, K.K. MEI "Theory of conical equiangular-spiral antenna".
Part 1 : numerical technique.
I.E.E.E. Trans. Ant. Prop., vol. AP 15, n° 5,
Sep. 1967, pp. 634-639.

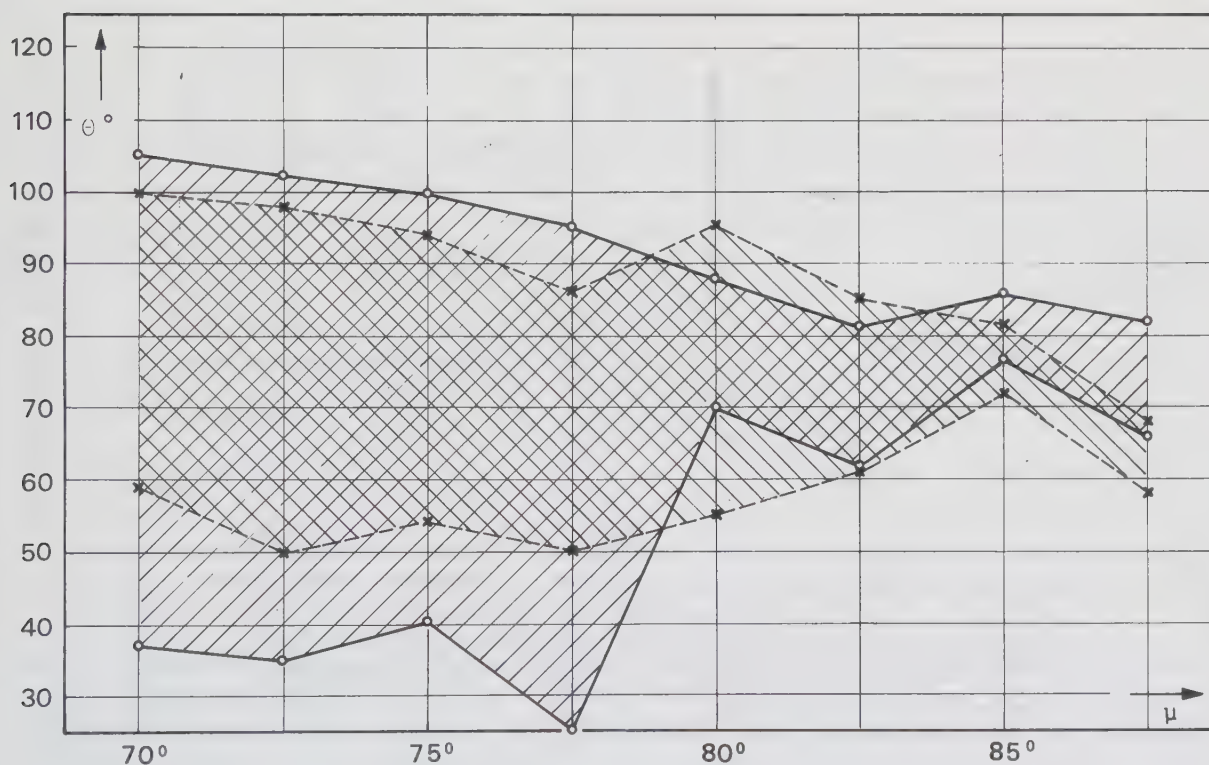
- |52| Y.S. YEH, K.K. MEI "Theory of conical equiangular-spiral antenna".
Part 2 : Current distribution and input im-
pedance.
I.E.E.E. Trans. Ant. Prop., vol. AP 16, n° 1,
Janv. 1968, pp. 14-21.

- |53| Y.S. YEH, K.K. MEI "Calculation of conical equiangular-spiral
antenna".
Electronics Research Laboratory Berkeley
Report n° ERL-67-6. Nov. 1967.



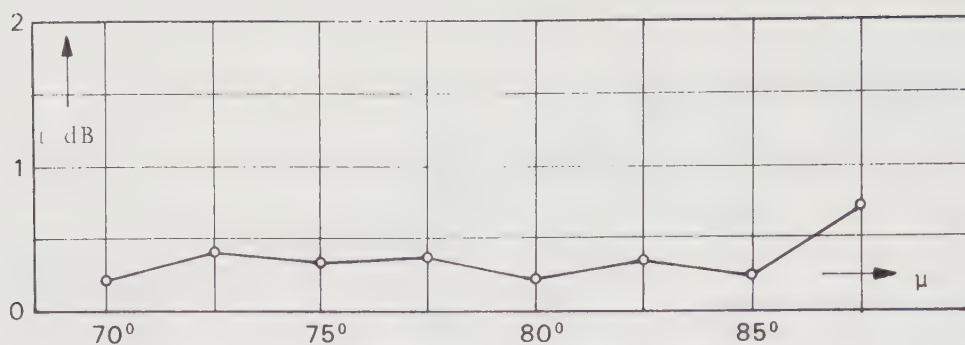
Variations maximales ($\pm \Delta$ dB) de l'amplitude des deux composantes E_θ (—○—) et E_ϕ (---×---) du champ rayonné dans les directions $\theta = 30^\circ$, par une antenne équiangulaire plane à deux brins "épais" ($\delta = 65^\circ$), correspondant à $L = 45$ cm, $r_0 = 0,1$ cm, à la fréquence de 9 GHz et en fonction de l'angle d'enroulement μ .

Figure 1



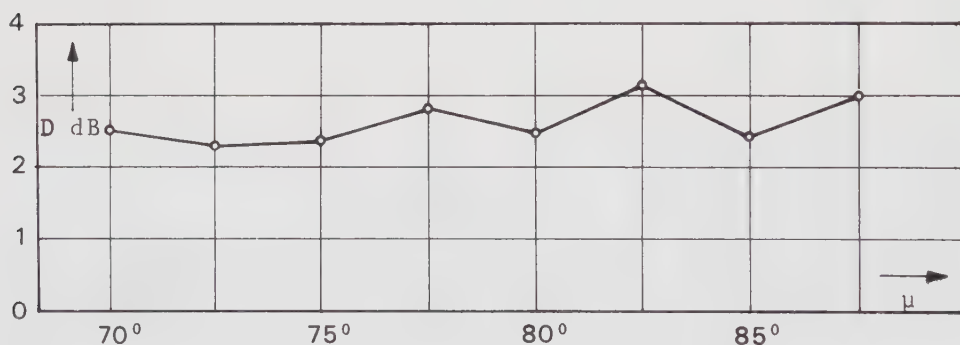
Variations des ouvertures totales (θ °) du lobe principal pour les deux composantes E_θ (—○—) et E_ϕ (---×---) du champ rayonné par une antenne équiangulaire plane à deux brins "épais" ($\delta = 65^\circ$), correspondant à $L = 45$ cm, $r_0 = 0,1$ cm, à la fréquence de 9 GHz et en fonction de l'angle d'enroulement μ .

Figure 2



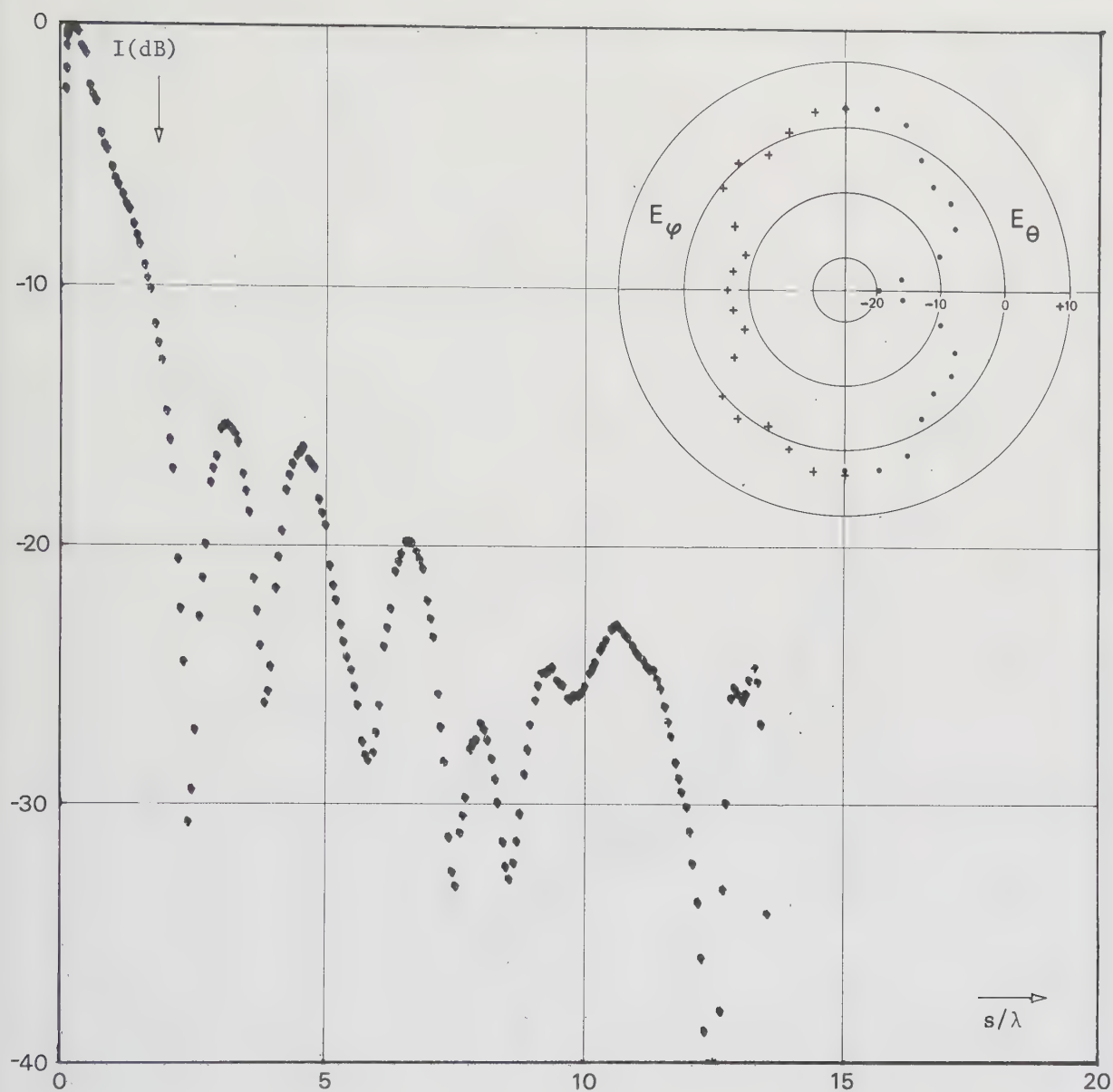
Rapport d'ellipticité (τ dB) de l'onde émise dans l'axe d'une antenne équiangulaire plane à deux brins "épais" ($\delta = 65^\circ$) correspondant à $L = 45$ cm, $r_0 = 0,1$ cm, à la fréquence de 9 GHz et en fonction de l'angle d'enroulement μ .

Figure 3



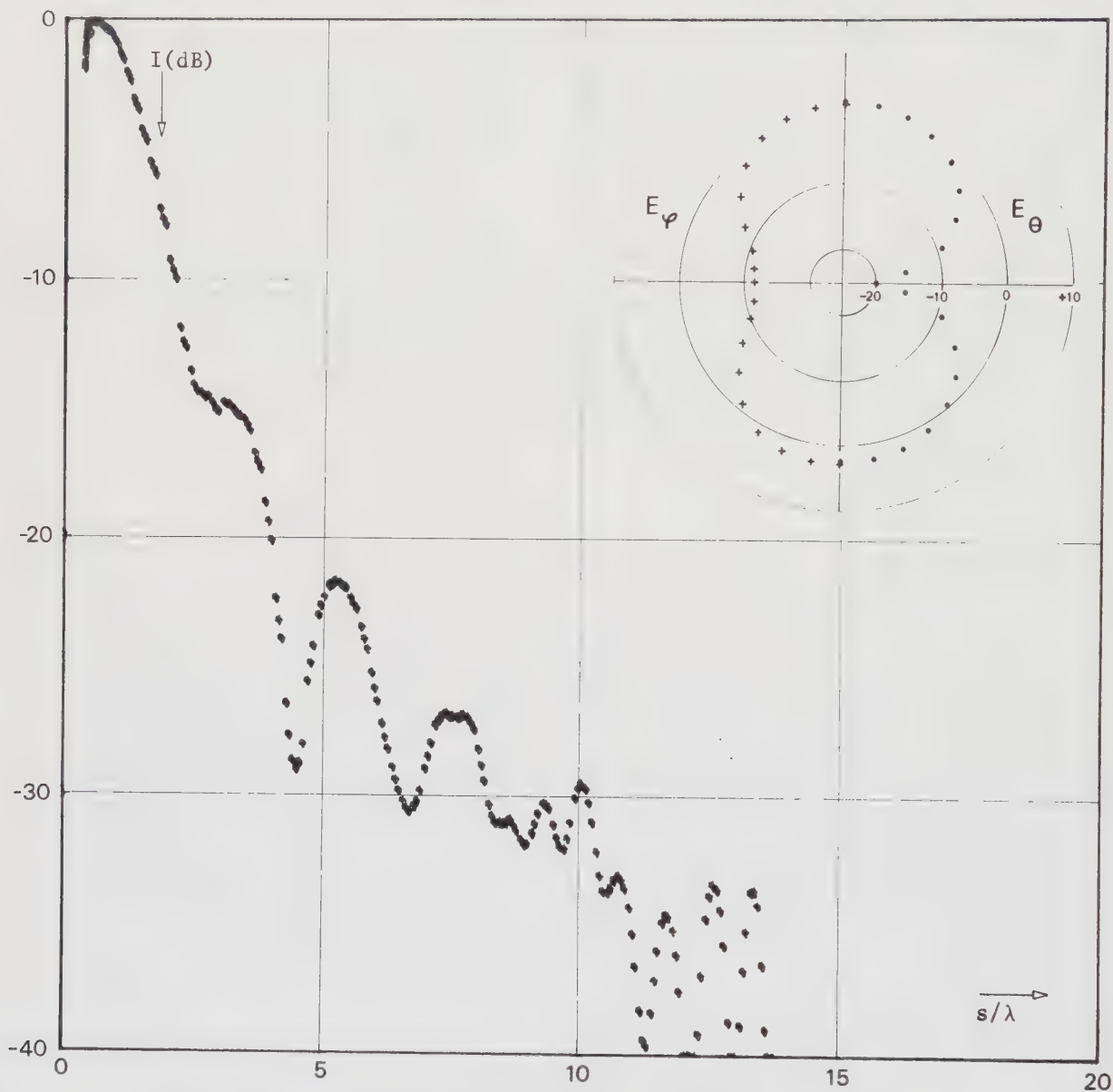
Directivité isotrope linéaire théorique moyenne D (dB) dans la direction de l'axe d'une antenne équiangulaire plane à deux brins "épais" ($\delta = 65^\circ$) correspondant à $L = 45$ cm, $r = 0,1$ cm, à la fréquence de 9 GHz et en fonction de l'angle d'enroulement μ .

Figure 4



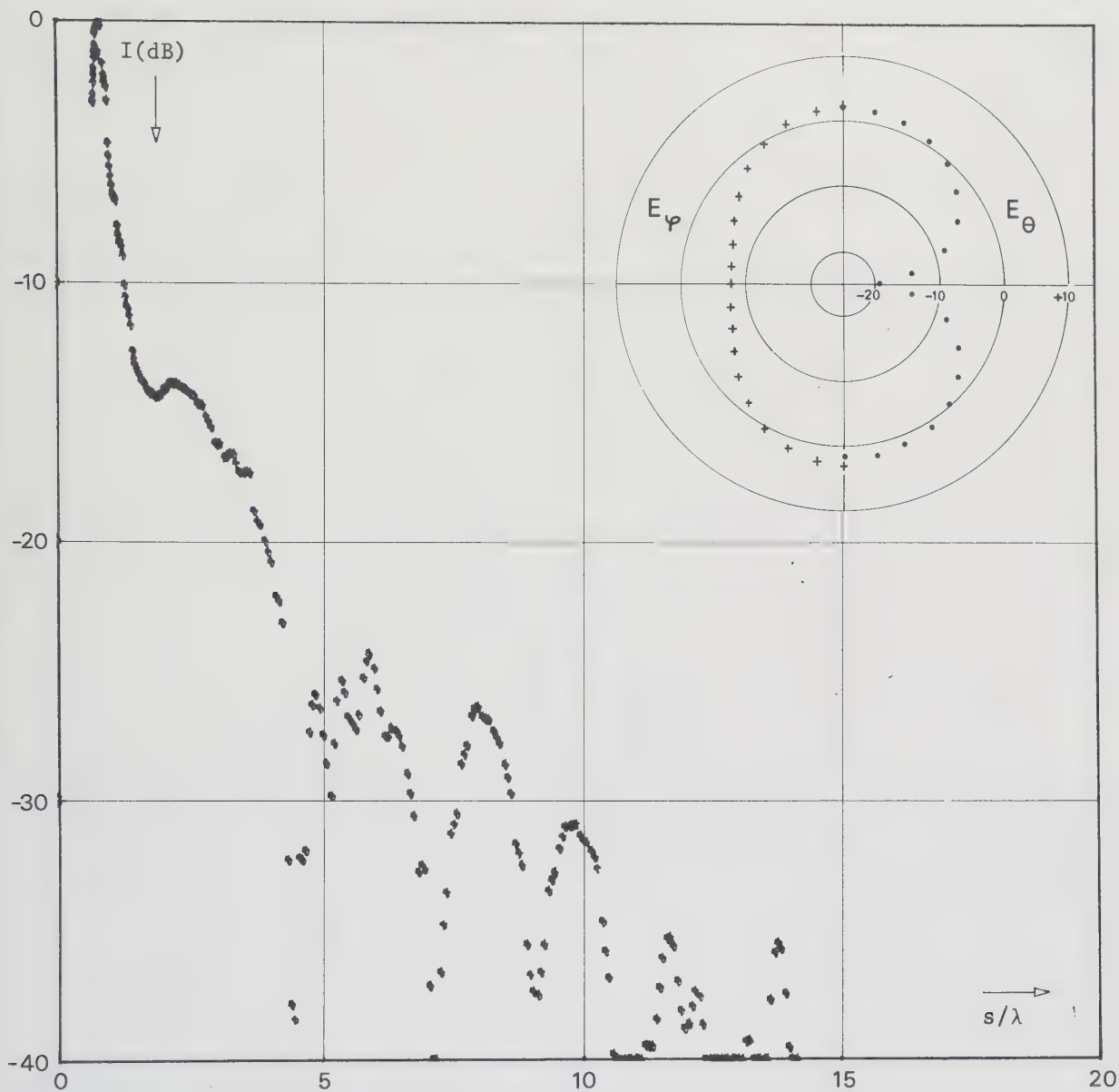
Amplitude théorique du courant $I(\text{dB})$ calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et directivité linéaire isotrope théorique $D(\text{dB})$ dans un plan de site $(\phi = 0)$, d'une antenne équiangulaire plane à deux brins "épais" $(\delta = 65^\circ)$, correspondant à $\mu = 75^\circ$, $L = 45 \text{ cm}$, $r_0 = 0,1 \text{ cm}$, de diamètre hors-tout $23,5 \text{ cm}$, et à la fréquence de 9 GHz .

Figure 5



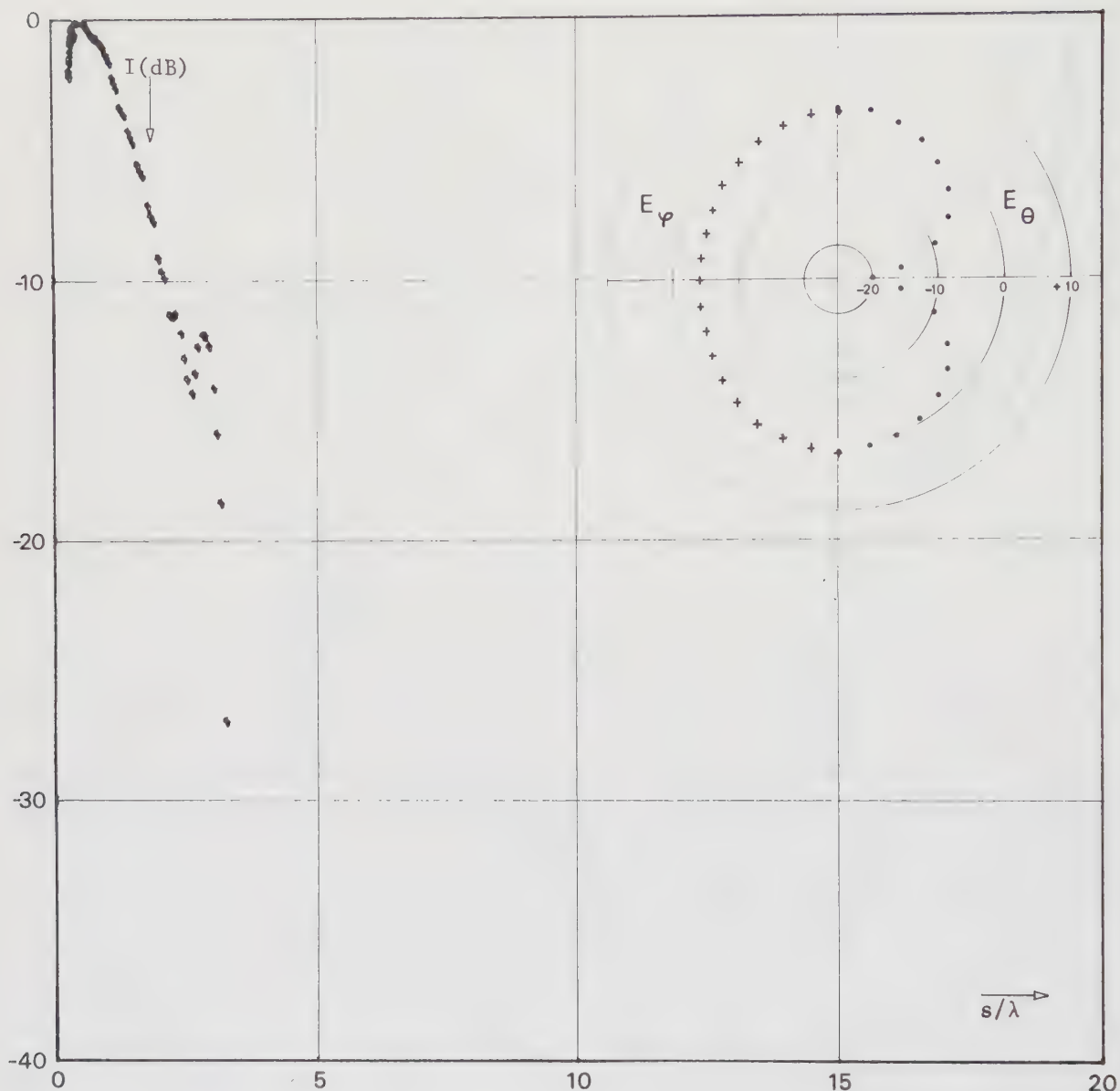
Amplitude théorique du courant $I(\text{dB})$ calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et directivité linéaire isotrope théorique $D(\text{dB})$ dans un plan de site ($\phi = 0$), d'une antenne équiangulaire plane à deux brins "épais" ($\delta = 65^\circ$), correspondant à $\mu = 85^\circ$, $L = 45 \text{ cm}$, $r_0 = 0,1 \text{ cm}$, de diamètre hors-tout 8 cm , et à la fréquence de 9 GHz .

Figure 6



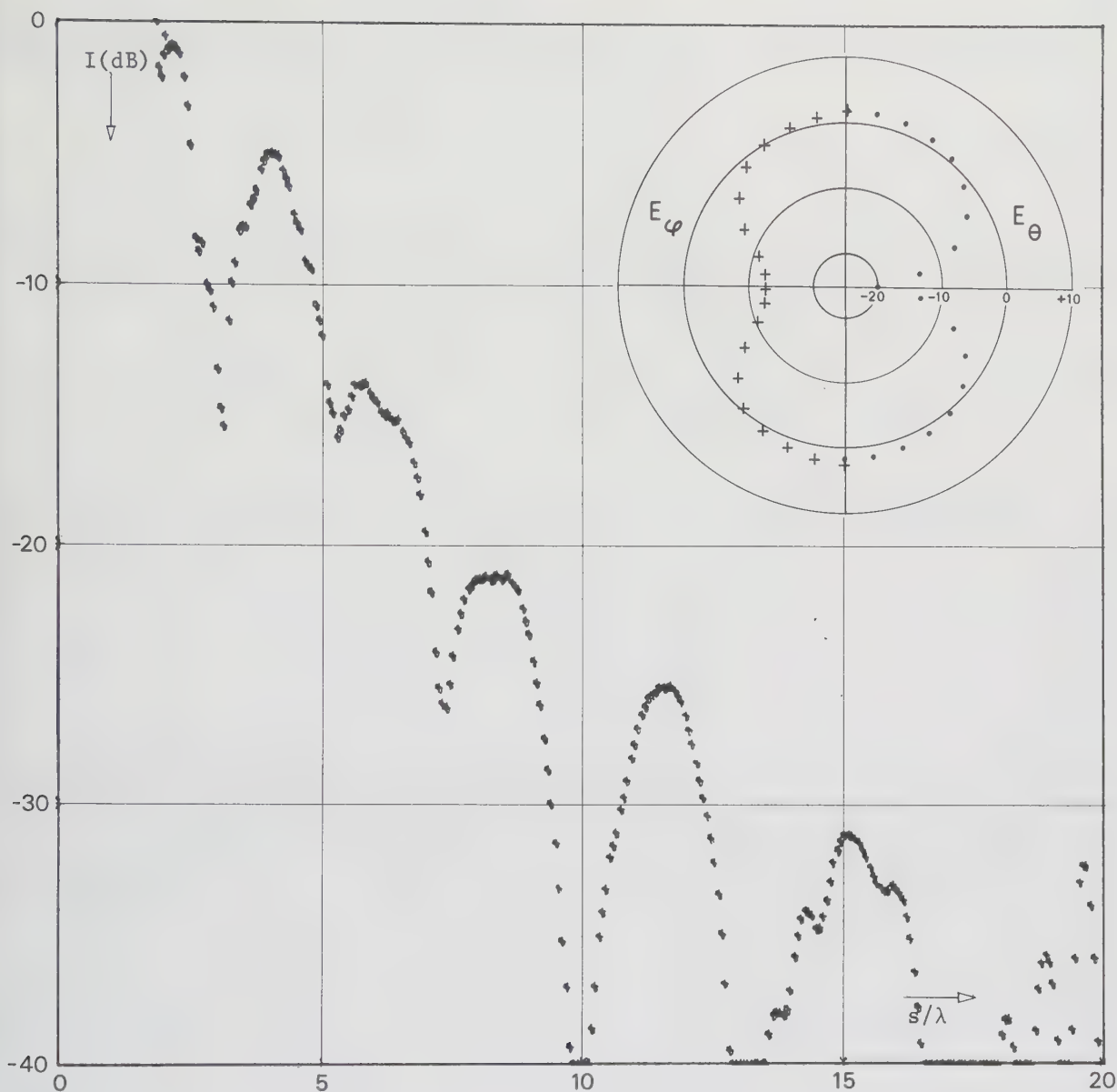
Amplitude théorique du courant $I(\text{dB})$ calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et directivité linéaire isotrope théorique $D(\text{dB})$ dans un plan de site ($\phi = 0$), d'une antenne équirangulaire plane à deux brins "épais" ($\delta = 65^\circ$), correspondant à $\mu = 87,5^\circ$, $L = 45$ cm, $r_0 = 0,1$ cm, de diamètre hors-tout 4,5 cm, et à la fréquence de 9 GHz.

Figure 7



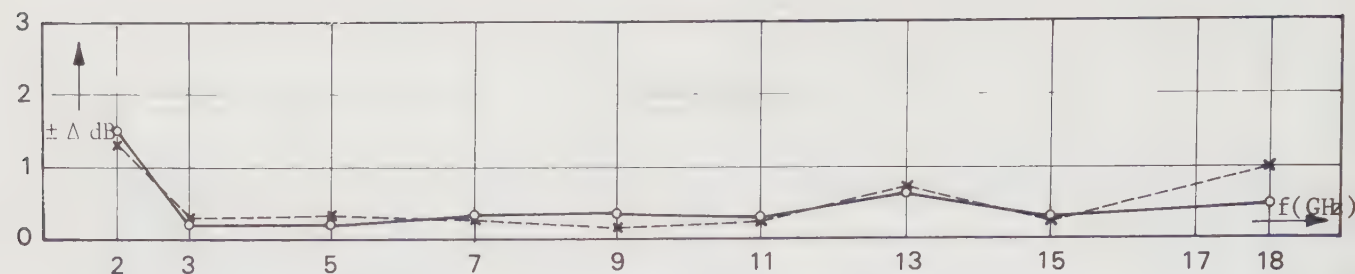
Amplitude théorique du courant $I(\text{dB})$ calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et directivité linéaire isotrope théorique $D(\text{dB})$ dans un plan de site ($\phi = 0$) d'une antenne équiangulaire plane à deux brins "épais" ($\delta = 65^\circ$), correspondant à $\mu = 85^\circ$, $L = 45$ cm, $r_0 = 0,05$ cm, de diamètre hors-tout 8 cm, et à la fréquence de 2 GHz.

Figure 8



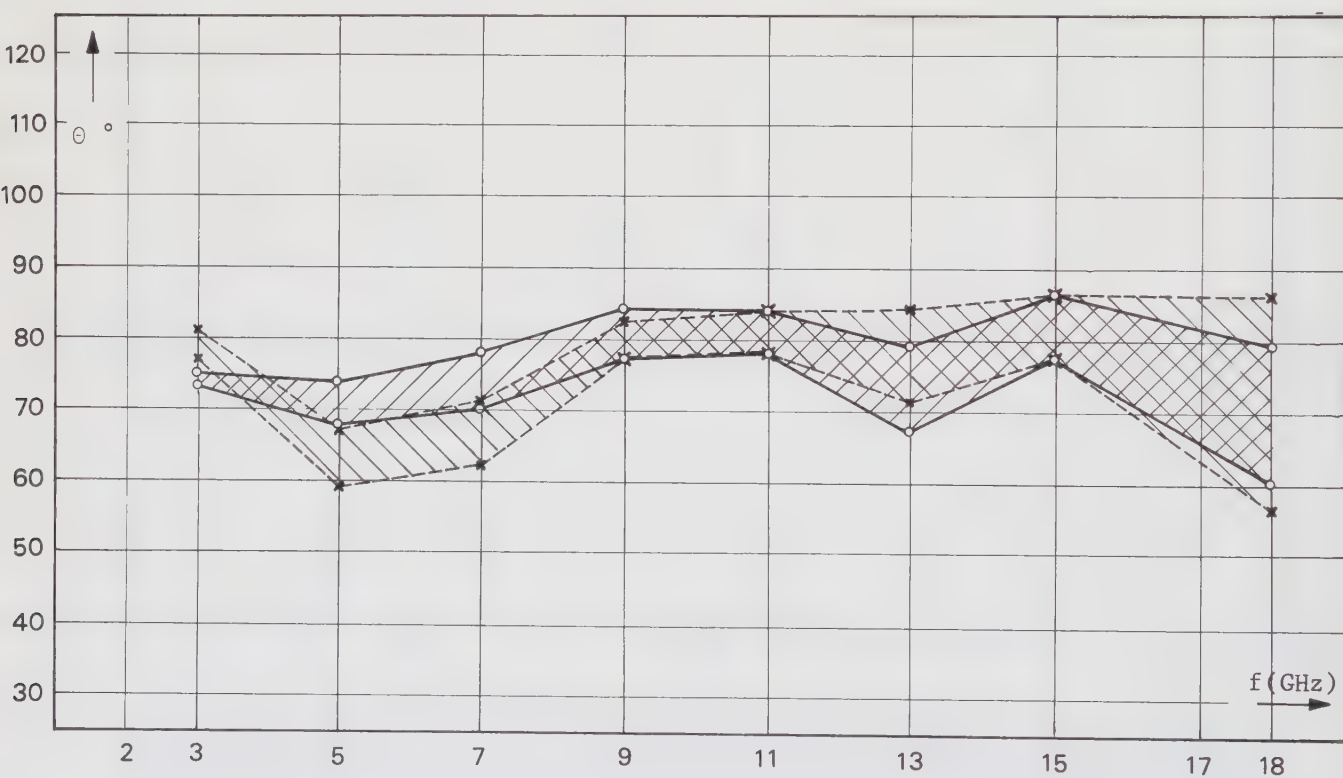
Amplitude théorique du courant I (dB) calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et directivité linéaire isotrope théorique D (dB) dans un plan de site ($\phi = 0$), d'une antenne équiangulaire plane à deux brins "épais" ($\delta = 65^\circ$), correspondant à $\mu = 85^\circ$, $L = 45$ cm, $r_o = 0,05$ cm, de diamètre hors-tout 8 cm, et à la fréquence de 18 GHz.

Figure 9



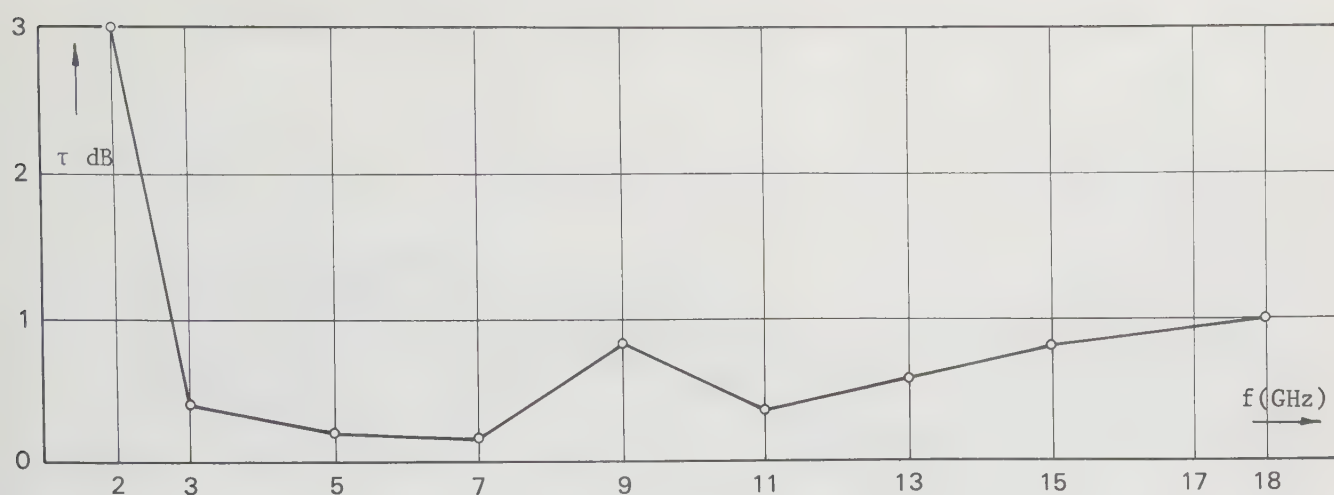
Variations maximales ($\pm \Delta$ dB) de l'amplitude des deux composantes E_θ (—○—) et E_ϕ (---×---) du champ rayonné dans les directions $\theta = 30^\circ$, par une antenne équirangulaire plane à deux brins "épais" ($\delta = 65^\circ$), correspondant à $\mu = 85^\circ$, $L = 45$ cm, $r_0 = 0,05$ cm, de diamètre hors-tout 8 cm, et en fonction de la fréquence.

Figure 10



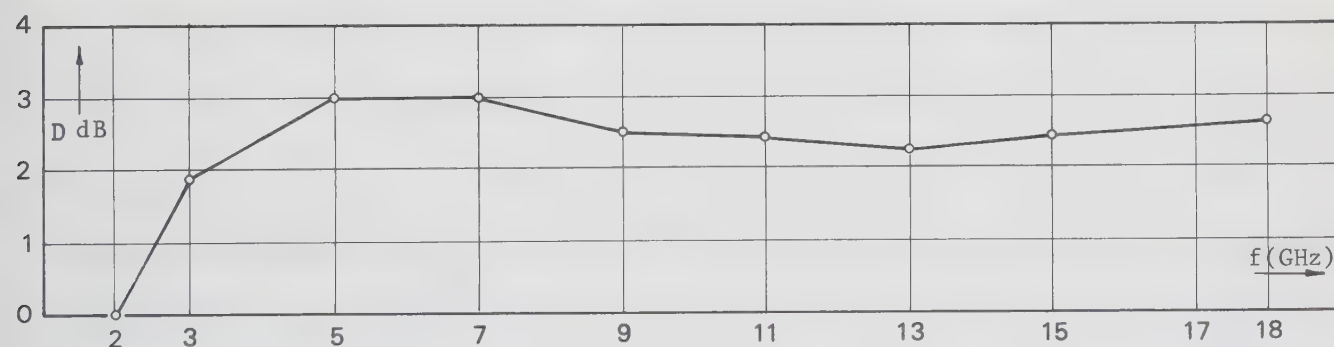
Variations des ouvertures totales (θ°) du lobe principal pour les deux composantes E_θ (—○—) et E_ϕ (---×---) du champ rayonné par une antenne équirangulaire plane à deux brins "épais" ($\delta = 65^\circ$), correspondant à $\mu = 85^\circ$, $L = 45$ cm, $r_0 = 0,05$ cm, de diamètre hors-tout 8 cm, et en fonction de la fréquence.

Figure 11



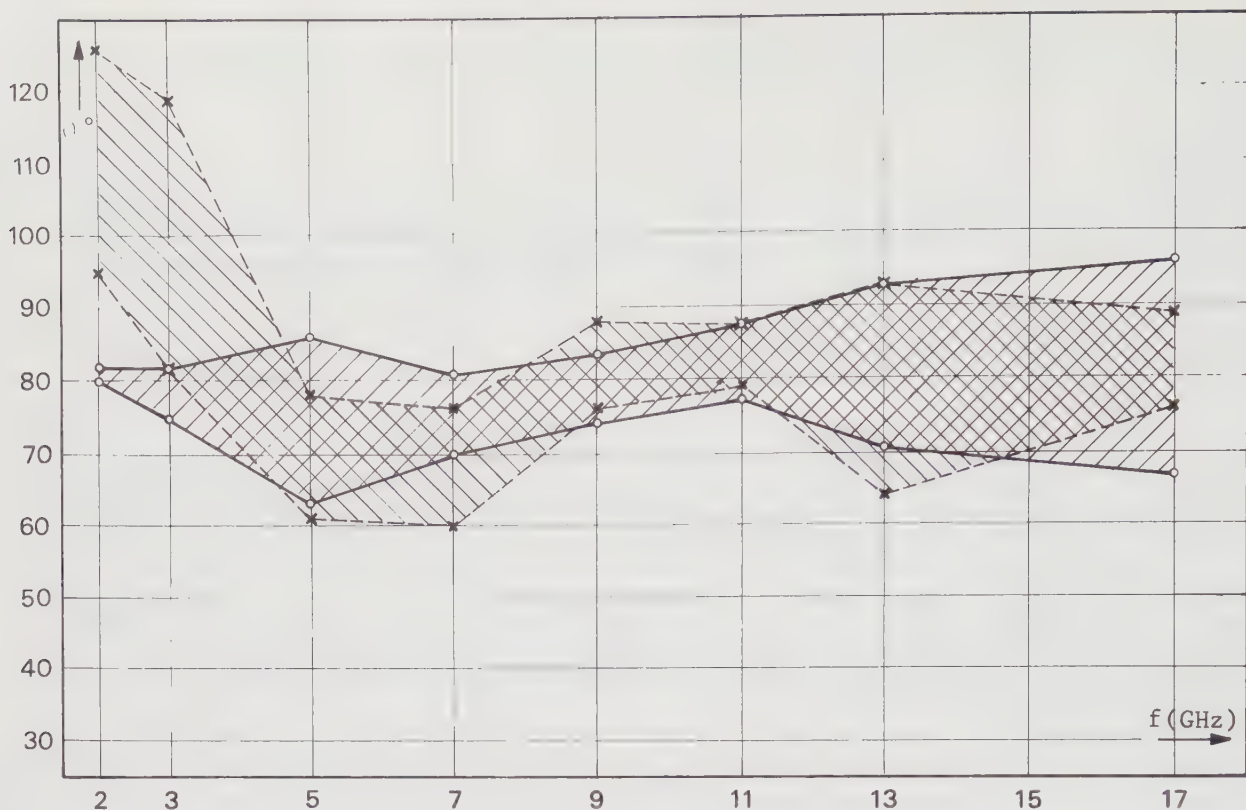
Rapport d'ellipticité (τ dB) de l'onde émise dans l'axe d'une antenne équiangulaire plane à deux brins "épais" ($\delta = 65^\circ$), correspondant à $\mu = 85^\circ$, $L = 45$ cm, $r_o = 0,05$ cm, de diamètre hors-tout 8 cm, et en fonction de la fréquence.

Figure 12



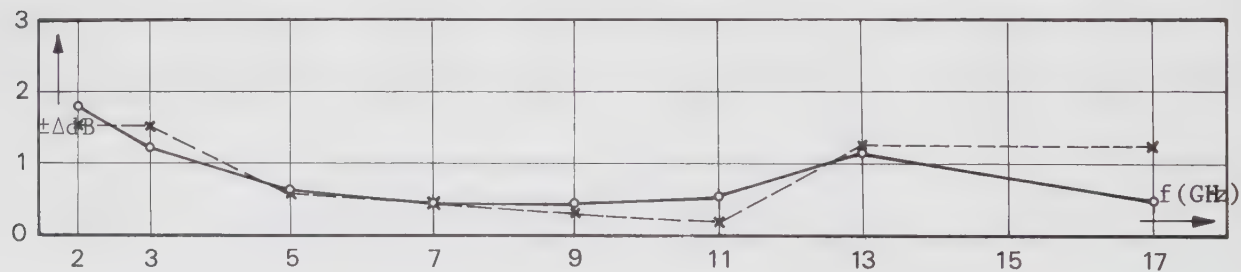
Directivité isotrope linéaire théorique moyenne D (dB) dans la direction de l'axe d'une antenne équiangulaire plane à deux brins "épais" ($\delta = 65^\circ$), correspondant à $\mu = 85^\circ$, $L = 45$ cm, $r_o = 0,05$ cm, de diamètre hors-tout 8 cm, et en fonction de la fréquence.

Figure 13



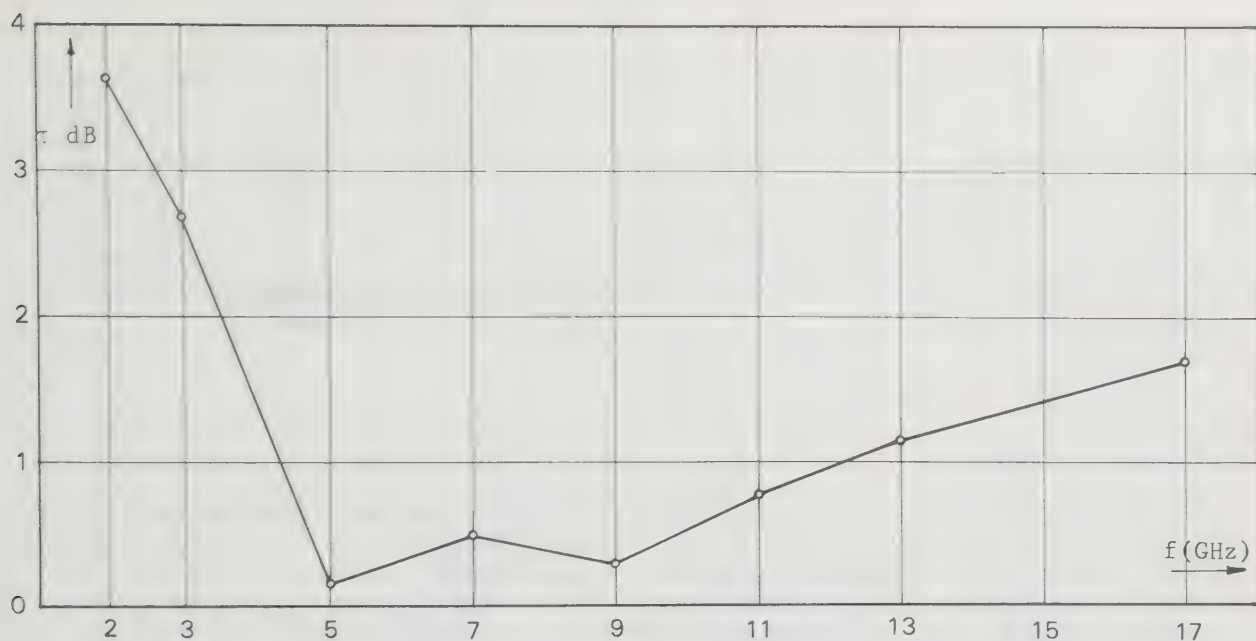
Variations des ouvertures totales (θ°) du lobe principal pour les composantes E_θ (—○—) et E_ϕ (---×---) du champ rayonné par une antenne équiangulaire plane à deux brins "minces" ($R = 0,02$ cm), correspondant à $\mu = 85^\circ$, $L = 45$ cm, $r_0 = 0,05$ cm, de diamètre hors tout 8 cm, et en fonction de la fréquence.

Figure 14



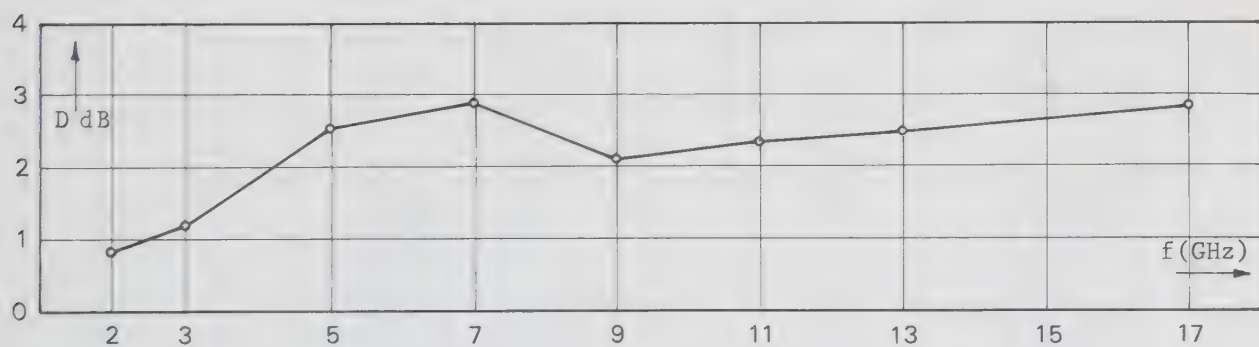
Variations maximales ($\pm \Delta$ dB) de l'amplitude des deux composantes E_θ (—○—) et E_ϕ (---×---) du champ rayonné dans les directions $\theta = 30^\circ$, par une antenne équiangulaire plane à deux brins "minces" ($R = 0,02$ cm), correspondant à $\mu = 85^\circ$, $L = 45$ cm, $r_0 = 0,05$ cm, de diamètre hors-tout 8 cm, et en fonction de la fréquence.

Figure 15



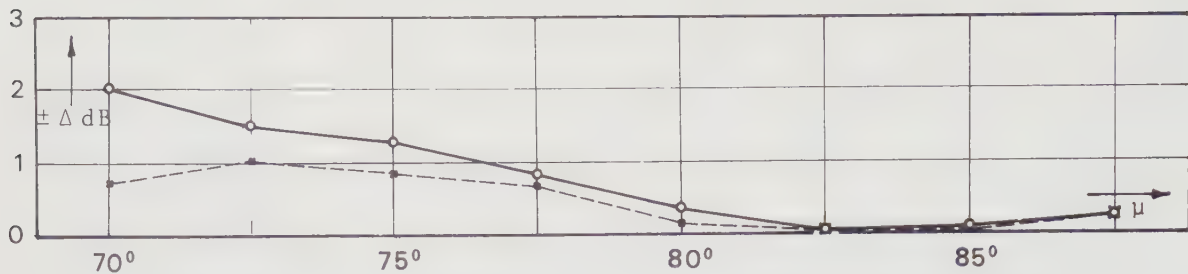
Rapport d'ellipticité (τ dB) de l'onde émise dans l'axe d'une antenne équiangulaire plane à deux brins "minces" ($R = 0,02$ cm), correspondant à $\mu = 85^\circ$, $L = 45$ cm, $r_o = 0,05$ cm, de diamètre hors-tout 8 cm, et en fonction de la fréquence.

Figure 16



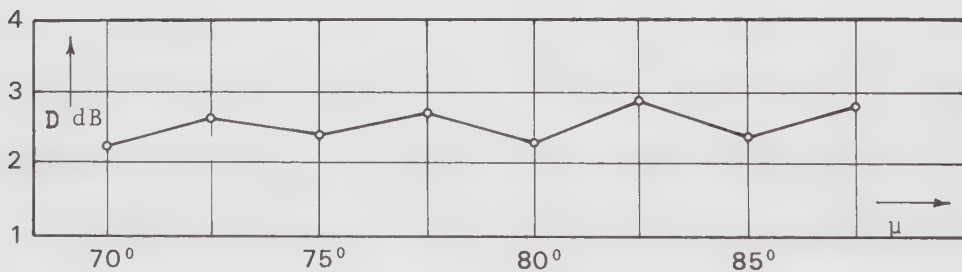
Directivité isotrope linéaire théorique moyenne D (dB) dans la direction de l'axe d'une antenne équiangulaire plane à deux brins "minces" ($R=0,02$ cm), correspondant à $\mu = 85^\circ$, $L = 45$ cm, $r_o = 0,05$ cm, de diamètre hors-tout 8 cm, et en fonction de la fréquence.

Figure 17



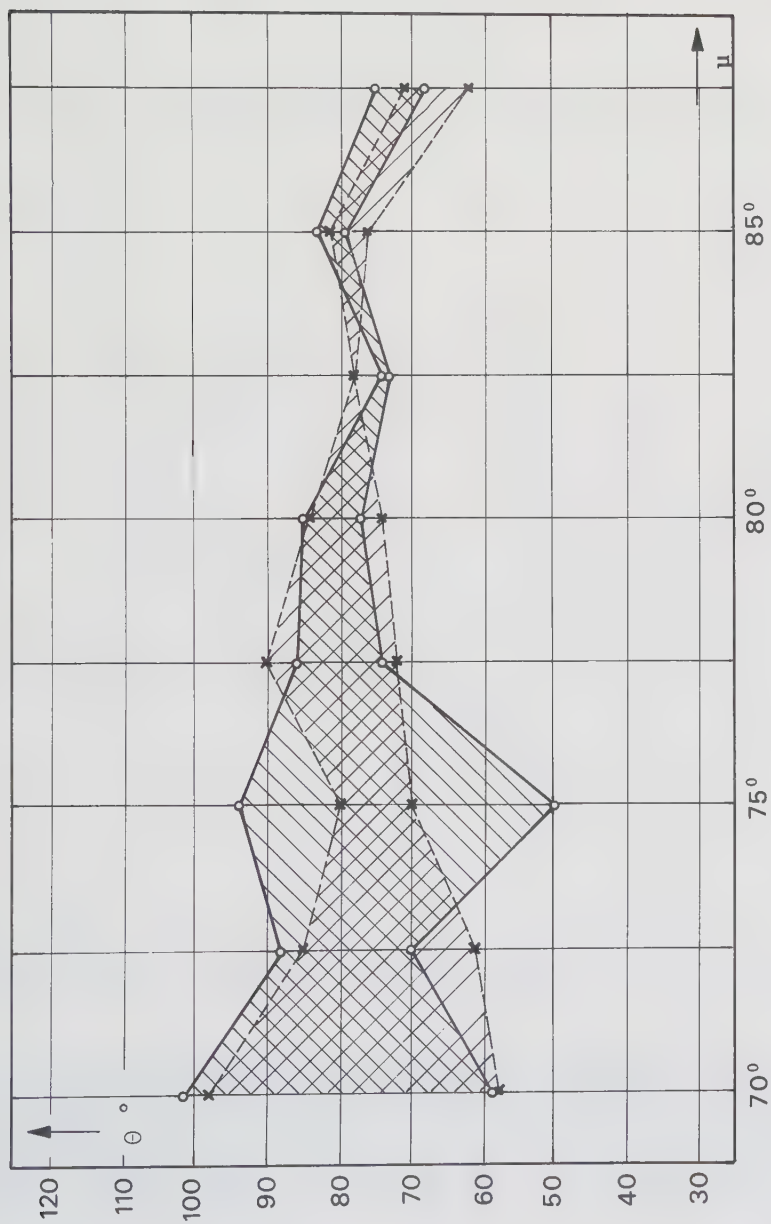
Variations maximales ($\pm \Delta$ dB) de l'amplitude des deux composantes E_θ (—○—) et E_ϕ (---×---) du champ rayonné dans les directions $\theta = 30^\circ$, par une antenne équiangulaire plane à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $L = 45$ cm, $r_0 = 0,1$ cm, à la fréquence de 9 GHz, et en fonction de l'angle d'enroulement μ .

Figure 18



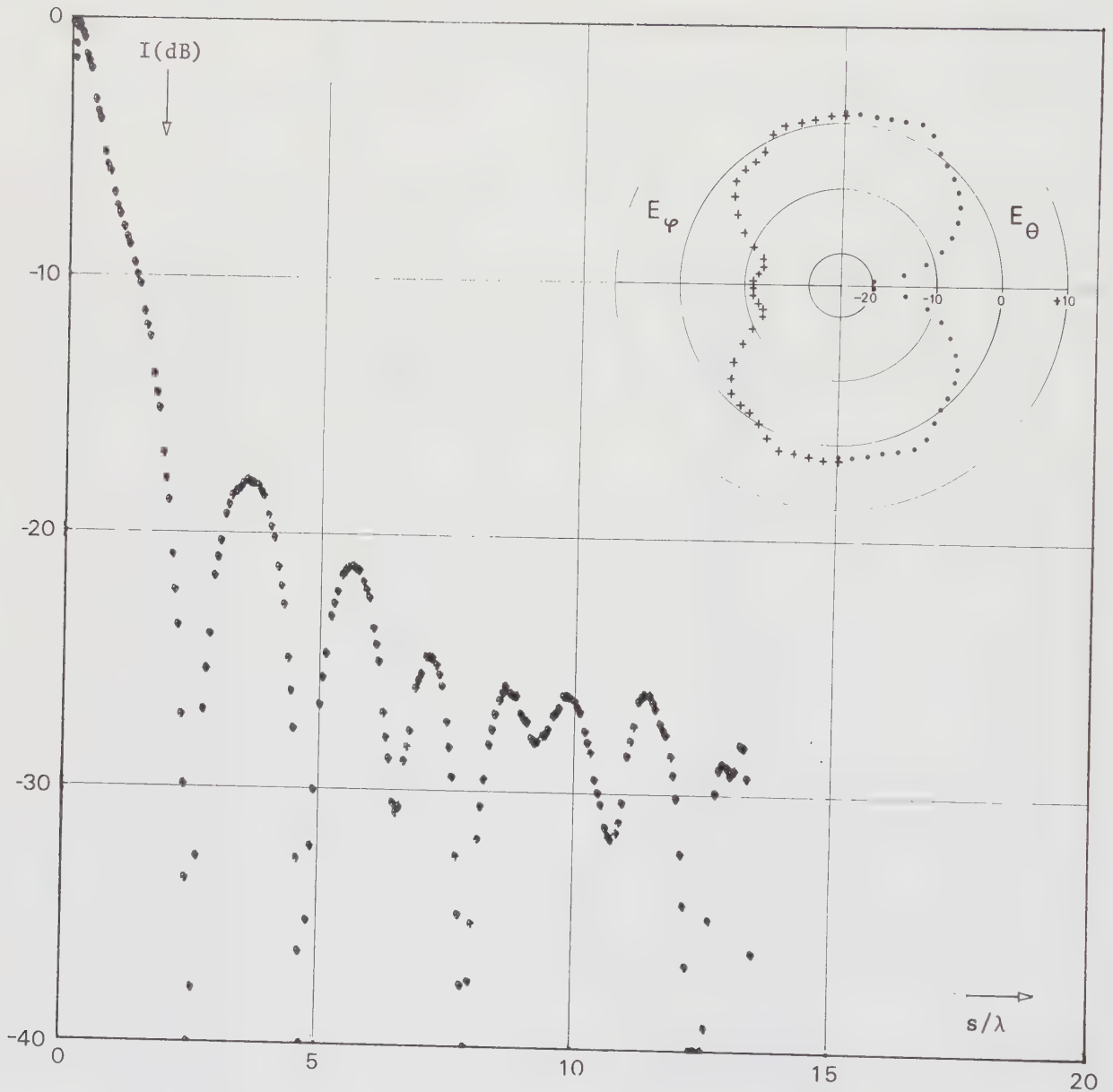
Directivité isotrope linéaire théorique D (dB) dans la direction de l'axe d'une antenne équiangulaire à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $L = 45$ cm, $r_0 = 0,1$ cm, à la fréquence de 9 GHz, et en fonction de l'angle d'enroulement μ .

Figure 19



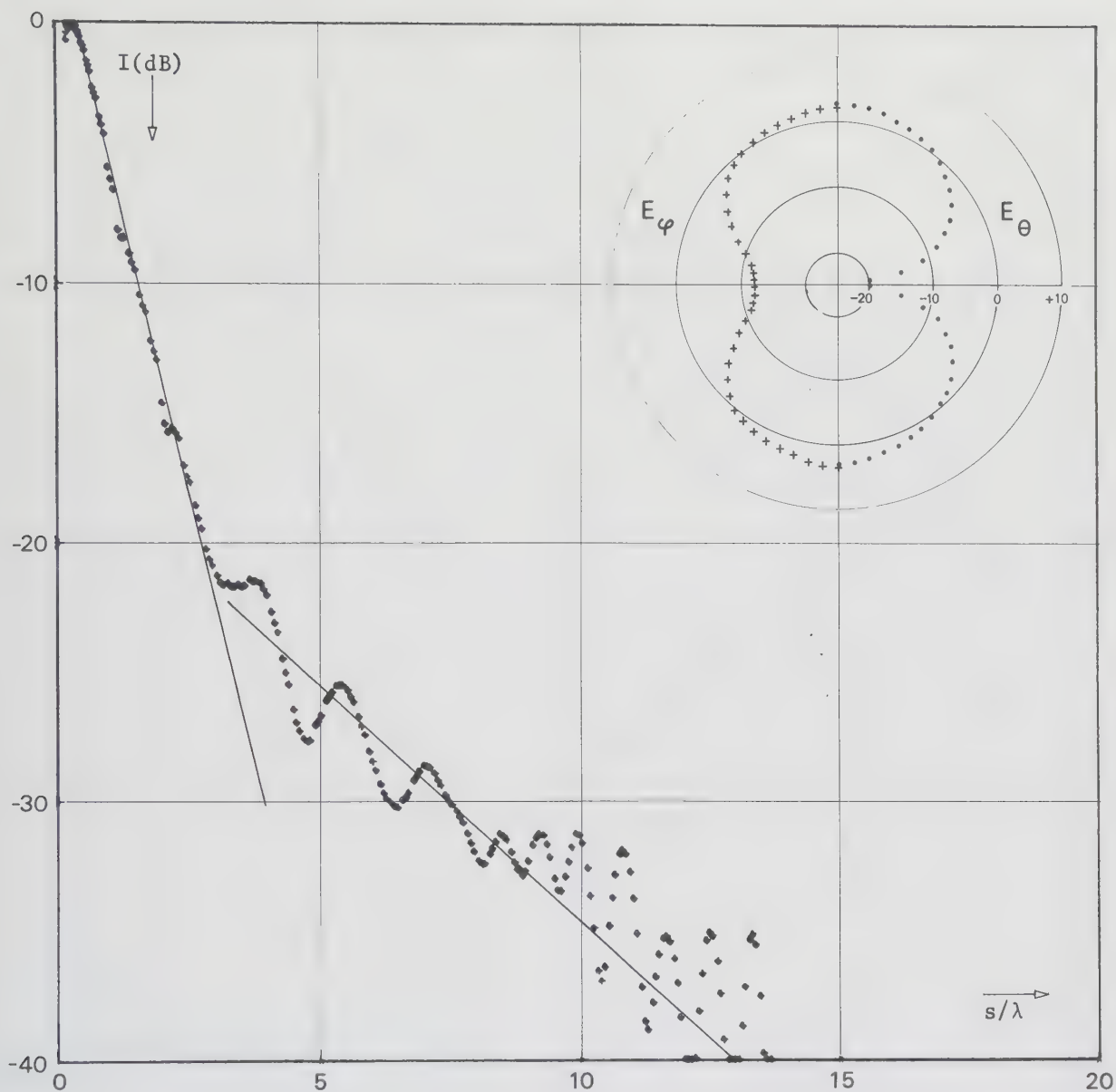
Variations des ouvertures totales (θ°) du lobe principal pour les deux composantes E_θ (○—) et E_ϕ (—*) du champ rayonné par une antenne équiangulaire plane à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $L = 45$ cm, $r_0 = 0,1$ cm, à la fréquence de 9 GHz, et en fonction de l'angle d'enroulement μ .

Figure 20



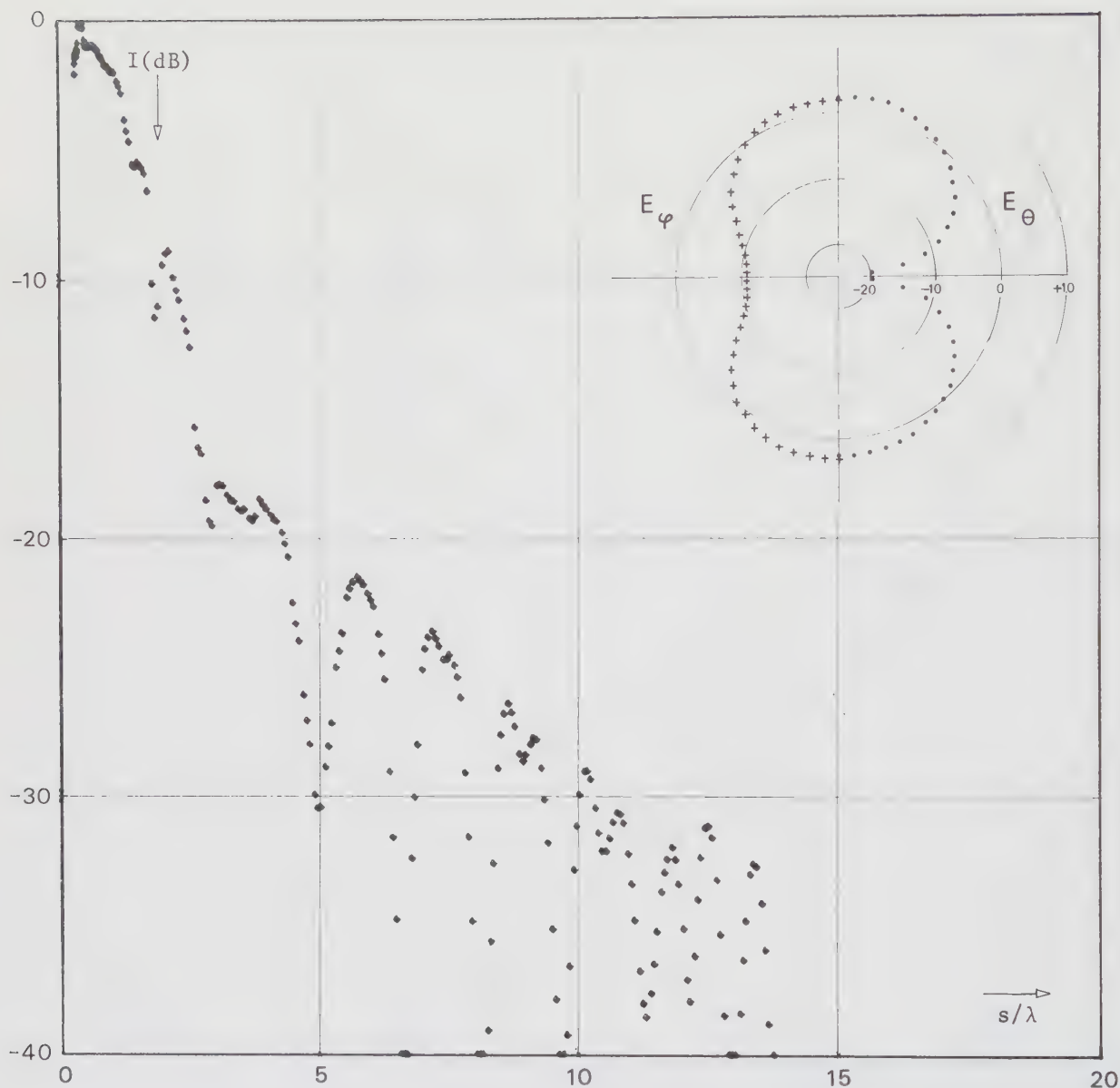
Amplitude théorique du courant I (dB) calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et directivité linéaire isotrope théorique D (dB) dans un plan de site ($\phi = 0$), d'une antenne équiangulaire plane à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\mu = 70^\circ$, $L = 45$ cm, $r_o = 0,1$ cm, de diamètre hors-tout 31 cm et à la fréquence de 9 GHz.

Figure 21



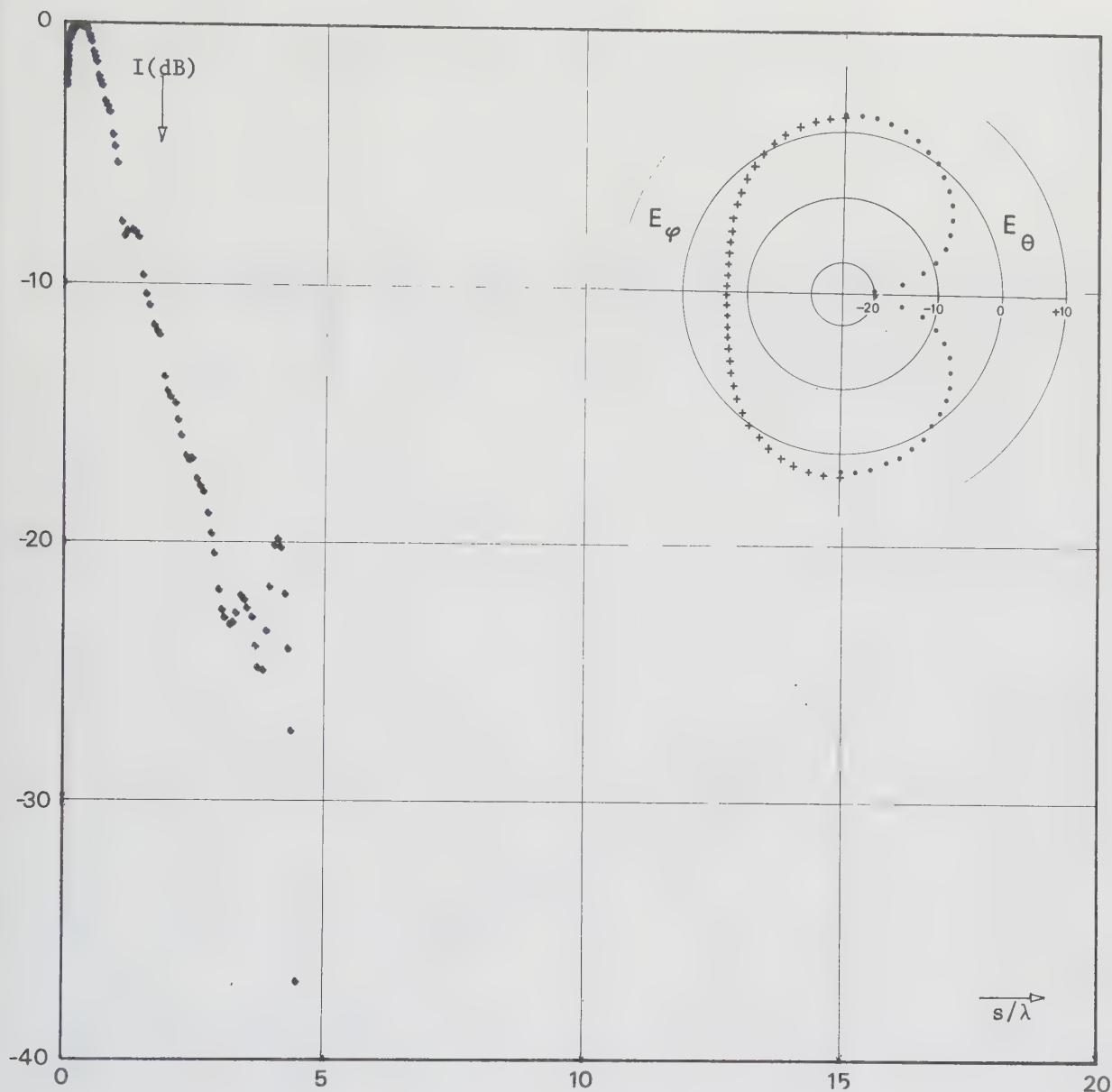
Amplitude théorique du courant I (dB) calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et directivité linéaire isotrope théorique D (dB) dans un plan de site ($\phi = 0$), d'une antenne équiangulaire plane à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\mu = 82,5^\circ$, $L = 45$ cm, $r_o = 0,1$ cm, de diamètre hors-tout 12 cm, et à la fréquence de 9 GHz.

Figure 22



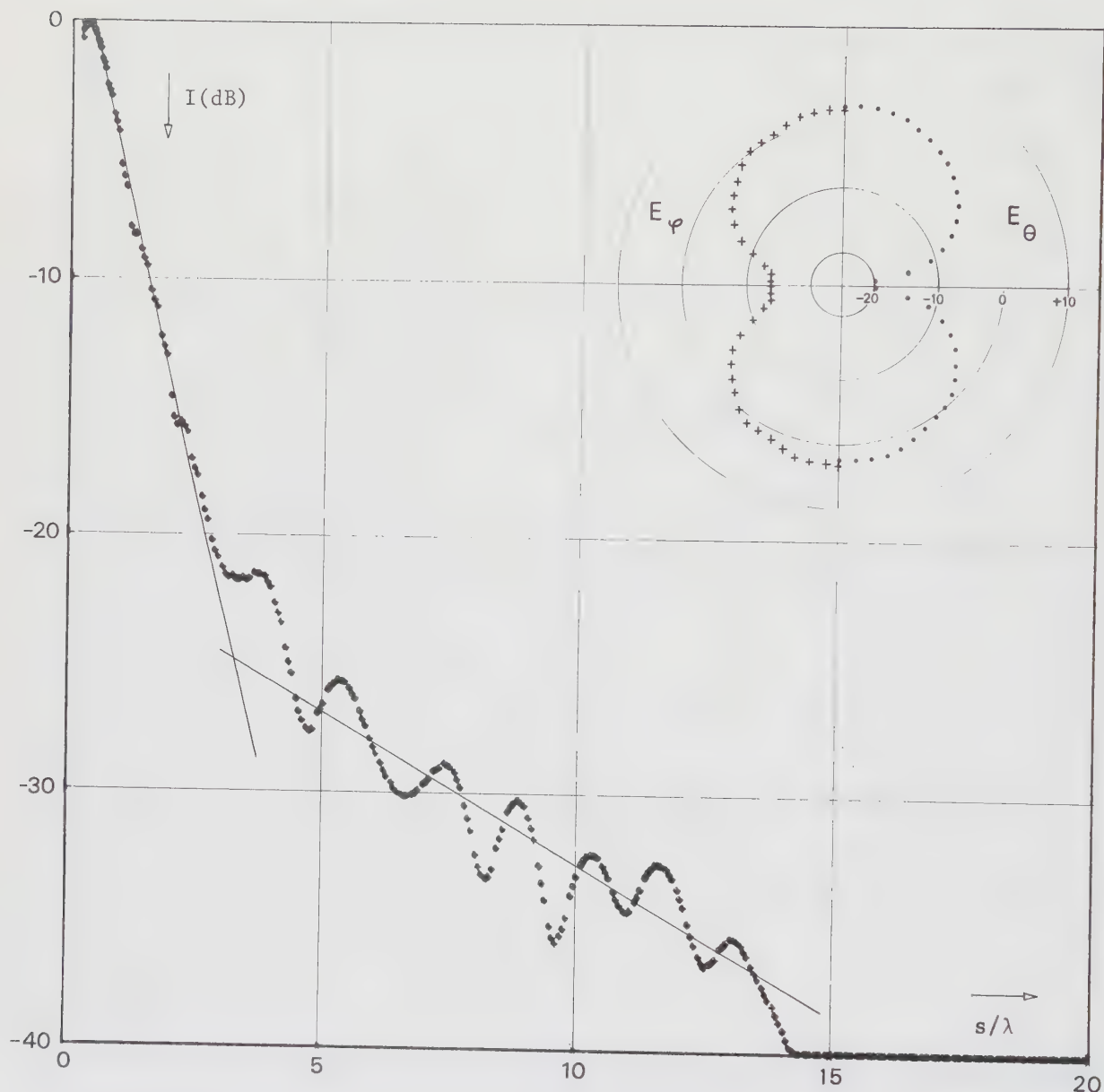
Amplitude théorique du courant $I(\text{dB})$ calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et directivité linéaire isotrope théorique $D(\text{dB})$ dans un plan de site ($\phi = 0$), d'une antenne équiangulaire plane à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\mu = 85^\circ$, $L = 45$ cm, $r_o = 0,1$ cm, de diamètre hors-tout 8 cm, et à la fréquence de 9 GHz.

Figure 23



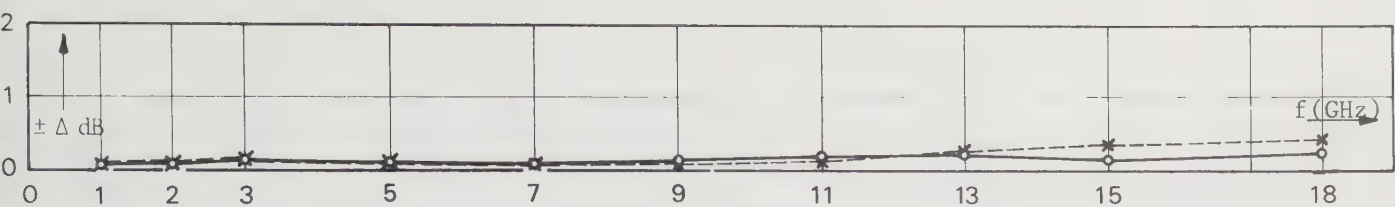
Amplitude théorique du courant $I(\text{dB})$ calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et directivité linéaire isotrope théorique $D(\text{dB})$ dans un plan de site ($\phi = 0$), d'une antenne équiangulaire plane à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\mu = 82,5^\circ$, $L = 45 \text{ cm}$, $r_o = 0,05 \text{ cm}$, de diamètre hors-tout 12 cm , et à la fréquence de 2 GHz .

Figure 24



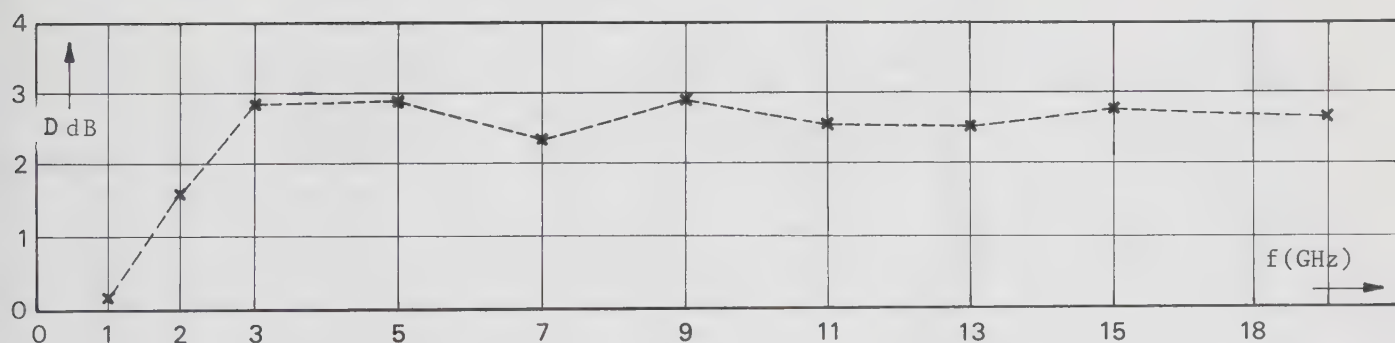
Amplitude théorique du courant $I(\text{dB})$ calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et directivité linéaire isotrope théorique $D(\text{dB})$ dans un plan de site ($\phi = 0$), d'une antenne équiangulaire plane à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\mu = 82^\circ 5$, $L = 45$ cm, $r_o = 0,05$ cm, de diamètre hors-tout 12 cm, et à la fréquence de 18 GHz.

Figure 25



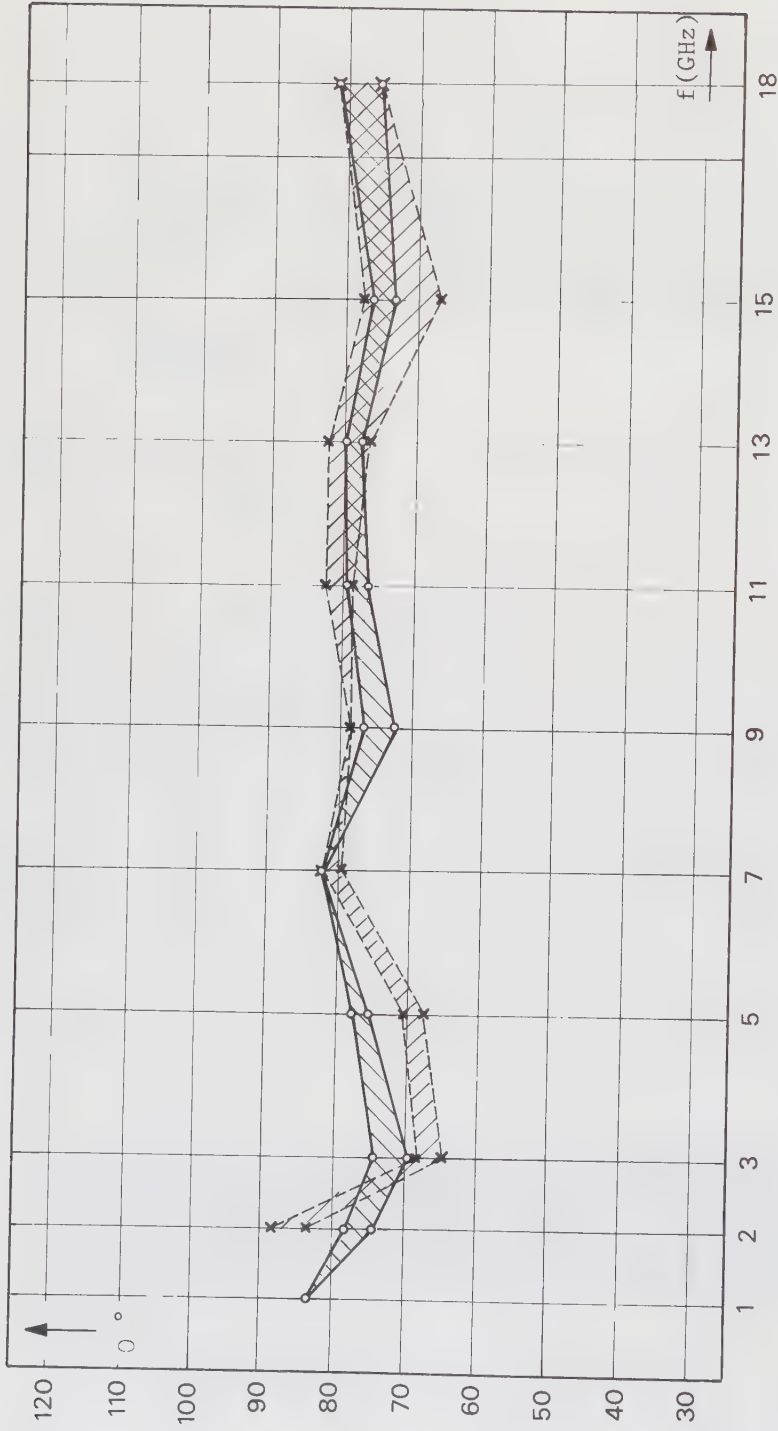
Variations maximales ($\pm \Delta$ dB) de l'amplitude des deux composantes E_θ (—○—) et E_ϕ (---×---) du champ rayonné dans les directions $\theta = 30^\circ$, par une antenne équiangulaire plane à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\mu = 82.5^\circ$, $L = 45$ cm, $r_0 = 0,05$ cm, de diamètre hors-tout 12 cm, et en fonction de la fréquence.

Figure 26



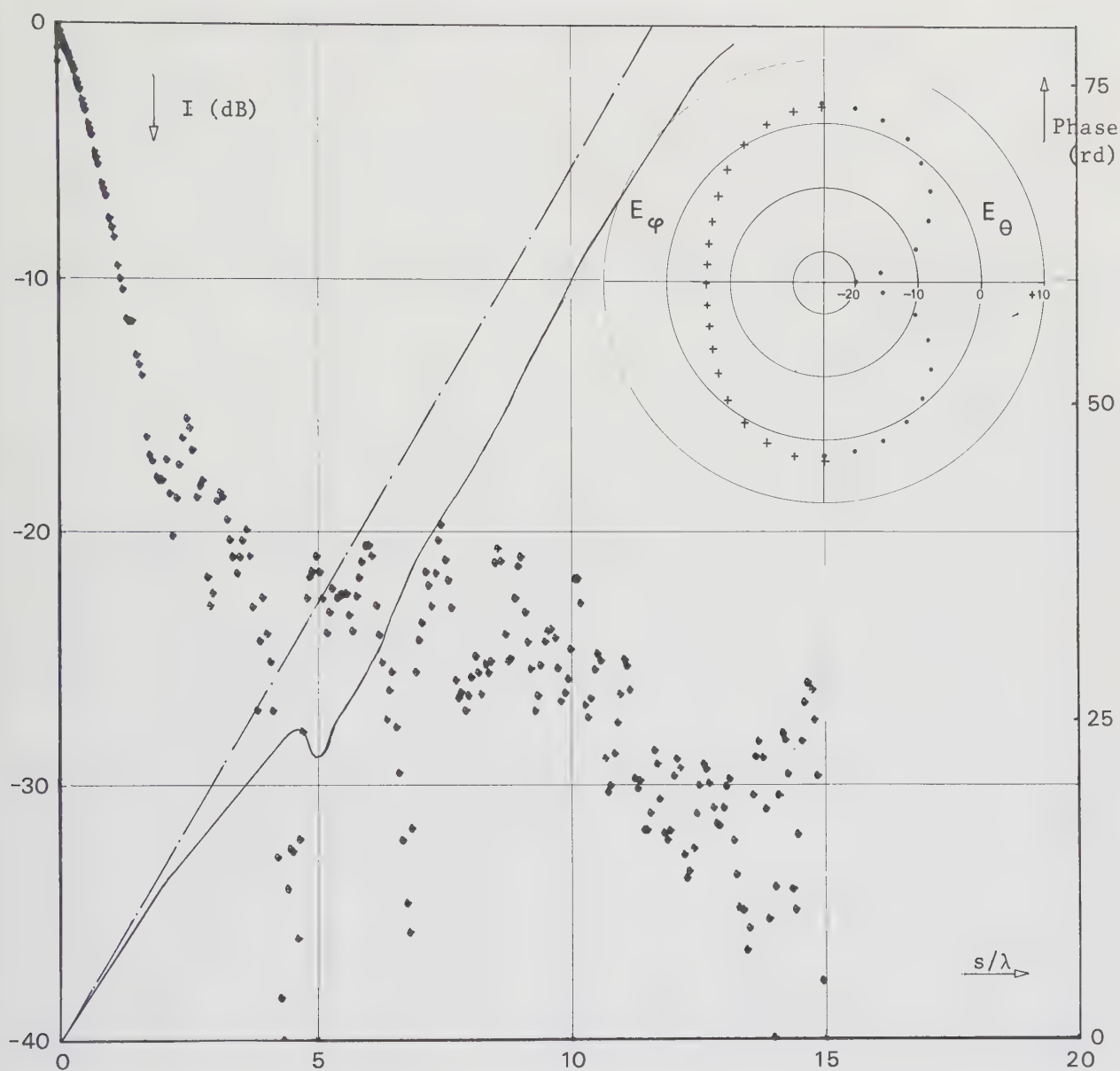
Directivité isotrope linéaire théorique D (dB) dans la direction de l'axe d'une antenne équiangulaire plane à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\mu = 82,5^\circ$, $L = 45$ cm, $r_0 = 0,05$ cm, de diamètre hors-tout 12 cm, et en fonction de la fréquence.

Figure 28



Variations des ouvertures totales (θ°) du lobe principal pour les deux composantes E_θ (—○—) et E_ϕ (---×---) du champ rayonné par une antenne équiangulaire plane à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\mu = 82^\circ 5'$, $L = 45$ cm, $r_0 = 0,05$ cm, de diamètre hors-tout 12 cm, et en fonction de la fréquence.

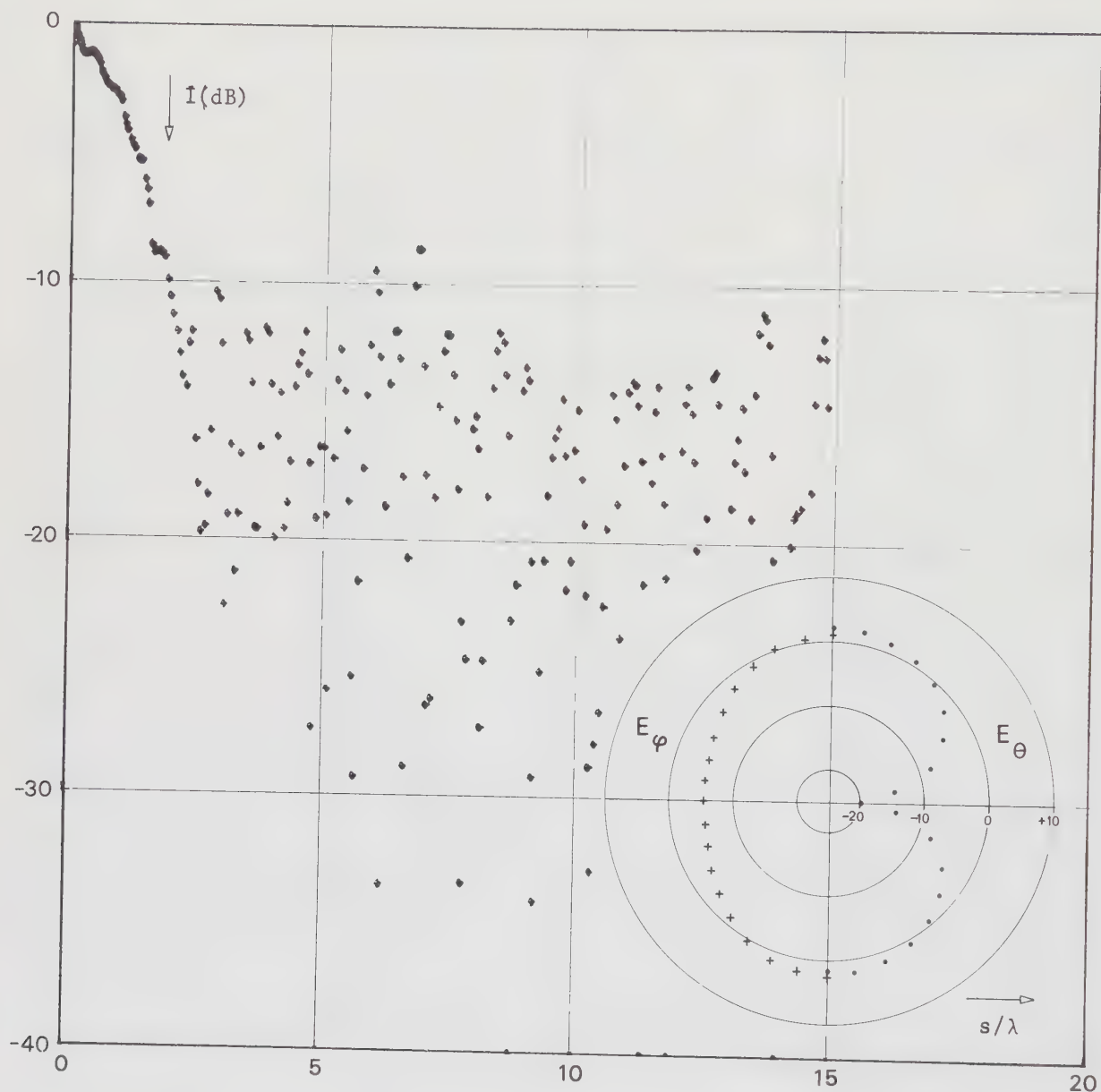
Figure 27



----- vitesse de la lumière ($2\pi s/\lambda$)

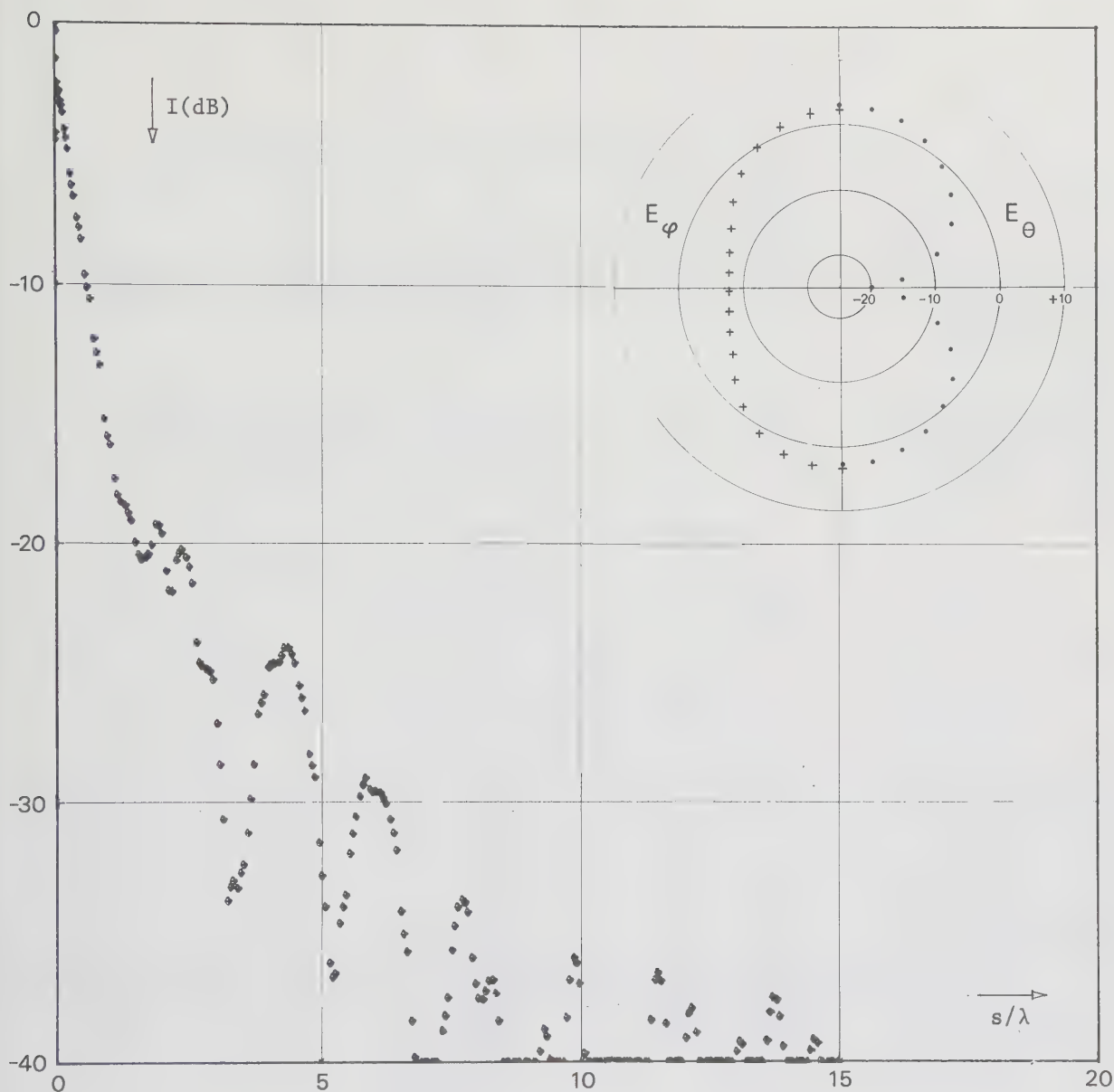
Amplitude théorique du courant I (dB) et phase (rd) calculées en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et directivité linéaire isotrope D (dB) dans un plan de site ($\phi = 0$), d'une antenne plane en spirale d'Archimède à deux brins "minces" ($R = 0,025$ cm), correspondant à $c = 0,0318$ cm(rd) $^{-1}$, $L = 55$ cm, $r_0 = 0,1$ cm, de diamètre hors-tout 4 cm, et à la fréquence de 7,5 GHz.

Figure 29



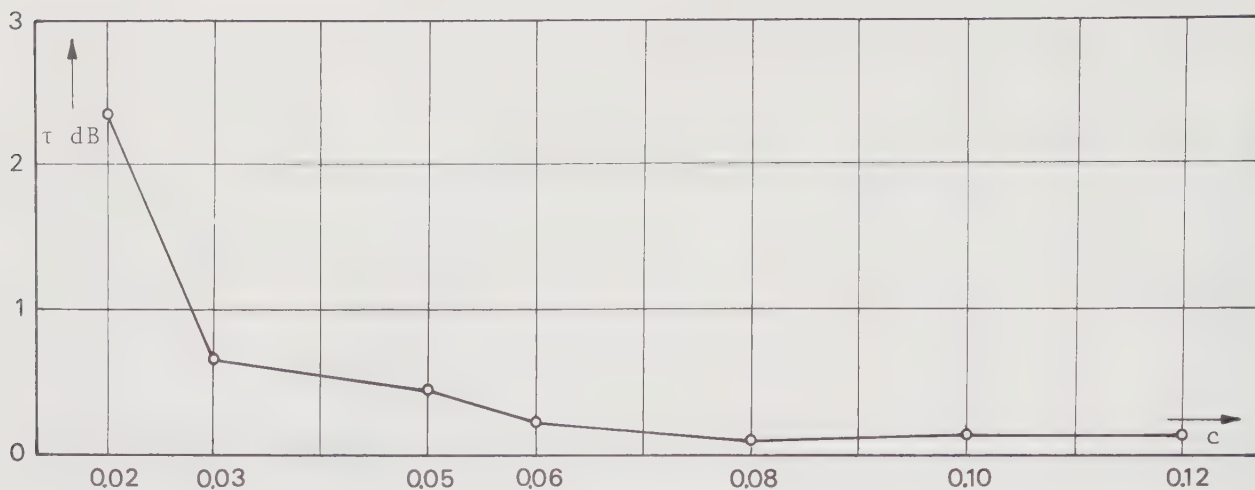
Amplitude théorique du courant $I(\text{dB})$ calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et directivité linéaire isotrope théorique $D(\text{dB})$ dans un plan de site ($\phi = 0$), d'une antenne plane en spirale d'Archimède à deux brins "minces" ($R = 0,0167 \text{ cm}$), correspondant à $c = 0,0212 \text{ cm} \cdot (\text{rd})^{-1}$, $L = 60 \text{ cm}$, $r_0 = 0,1 \text{ cm}$, de diamètre hors-tout $3,5 \text{ cm}$, et à la fréquence de $7,5 \text{ GHz}$.

Figure 30



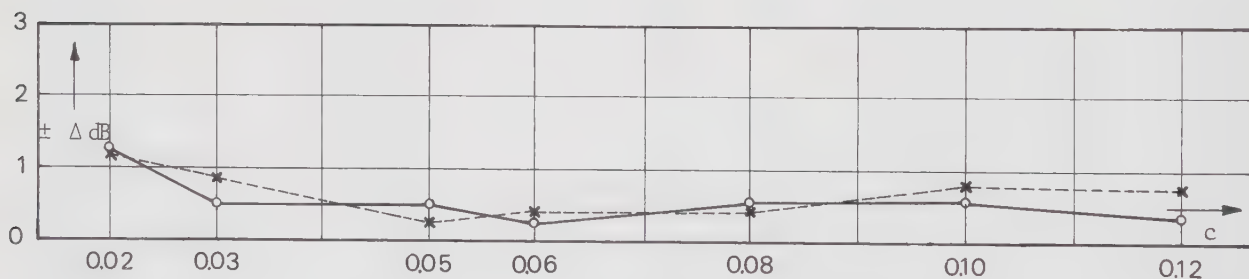
Amplitude théorique du courant $I(\text{dB})$ calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et directivité linéaire isotrope théorique $D(\text{dB})$ dans un plan de site ($\phi = 0$), d'une antenne plane en spirale d'Archimède à deux brins "minces" ($R = 0,05 \text{ cm}$) correspondant à $c = 0,0636 \text{ cm}(\text{rd})^{-1}$, $L = 60 \text{ cm}$, $r_o = 0,1 \text{ cm}$, de diamètre hors-tout $5,7 \text{ cm}$, et à la fréquence de $7,5 \text{ GHz}$.

Figure 31



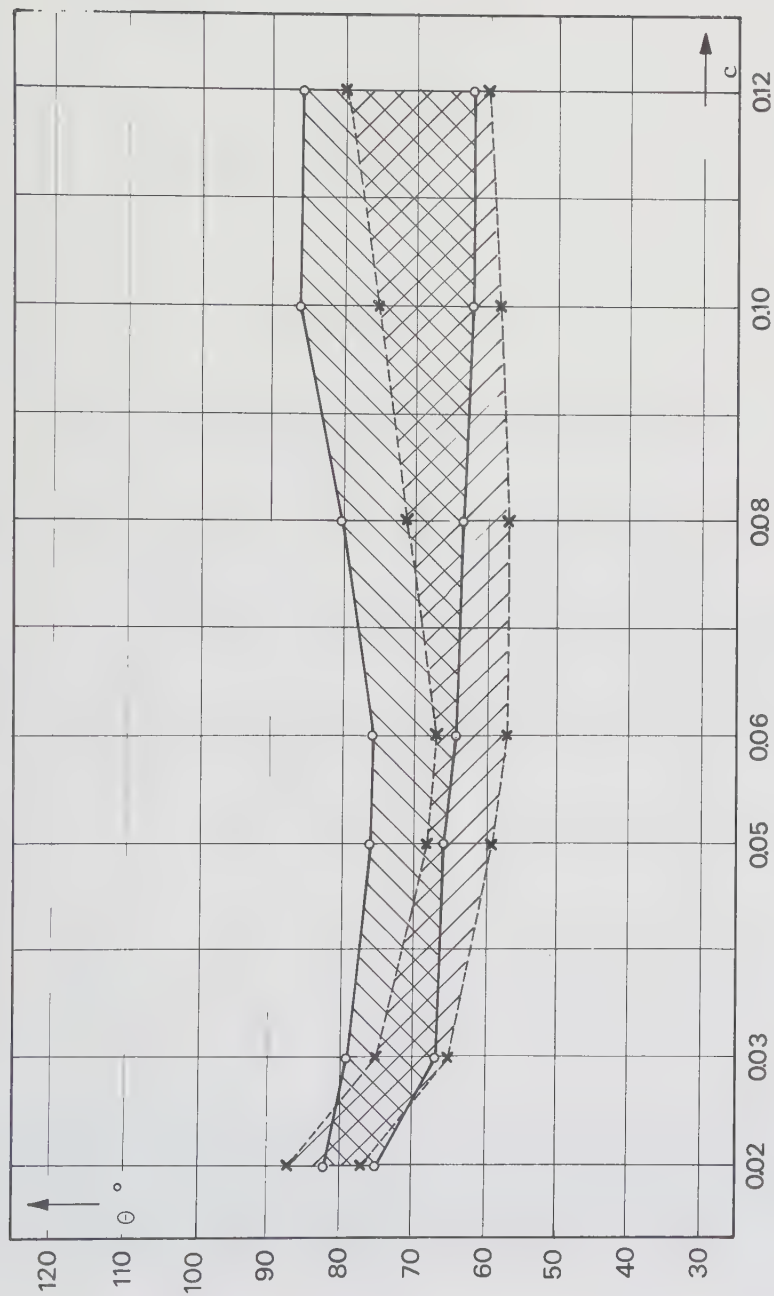
Rapport d'ellipticité (τ dB) de l'onde émise dans l'axe d'une antenne plane en spirale d'Archimède à deux brins "minces", self-complémentaire, correspondant à $L = 60$ cm, $r_0 = 0,1$ cm, à la fréquence de 7,5 GHz, et en fonction de la constante de la spirale c .

Figure 32



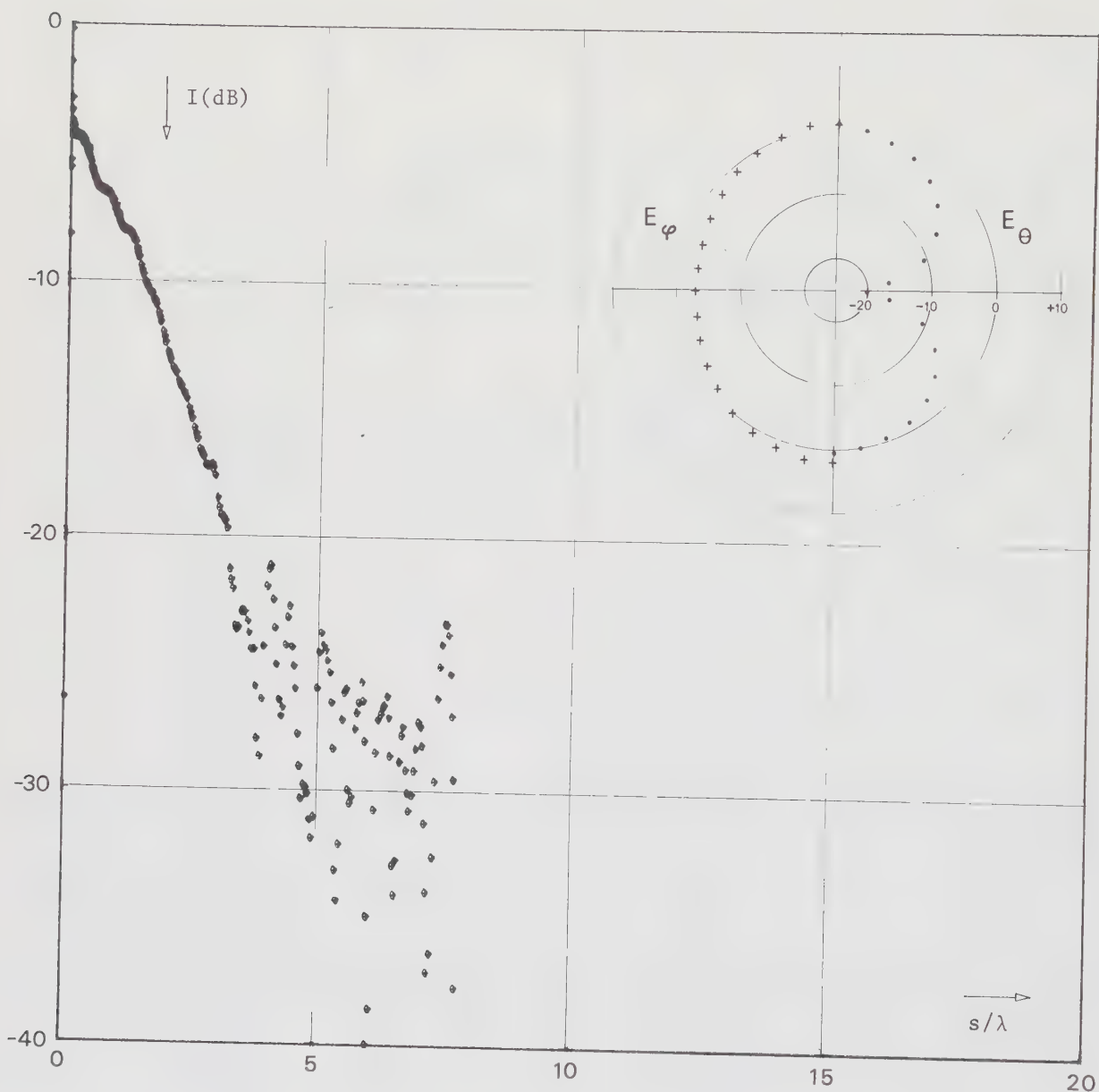
Variations maximales ($\pm \Delta$ dB) de l'amplitude des deux composantes E_θ ($\circ$) et E_ϕ ($*$) du champ rayonné dans les directions $\theta = 30^\circ$, par une antenne plane en spirale d'Archimède à deux brins "minces", self-complémentaire, correspondant à $L = 60$ cm, $r_0 = 0,1$ cm, à la fréquence de 7,5 GHz, et en fonction de la constante de la spirale c .

Figure 33



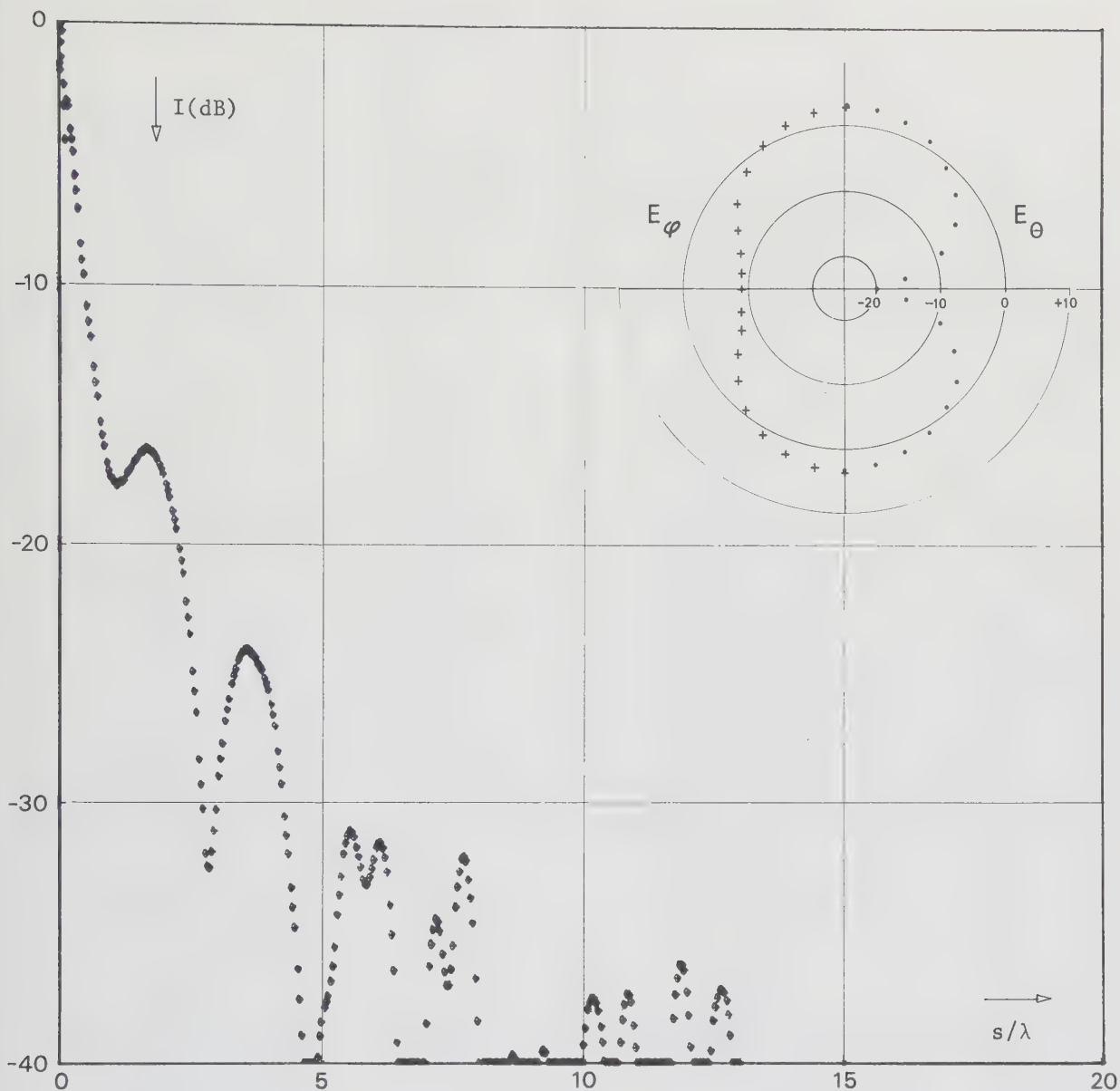
Variations des ouvertures totales (θ°) du lobe principal pour les deux composantes E_θ (—○—) et E_ϕ (---★---) du champ rayonné par une antenne plane en spirale d'Archimède à deux brins "minces", self-complémentaire, correspondant à $L = 60$ cm, $r_0 = 0,1$ cm, à la fréquence de 7,5 GHz, et en fonction de la constante de la spirale c .

Figure 34



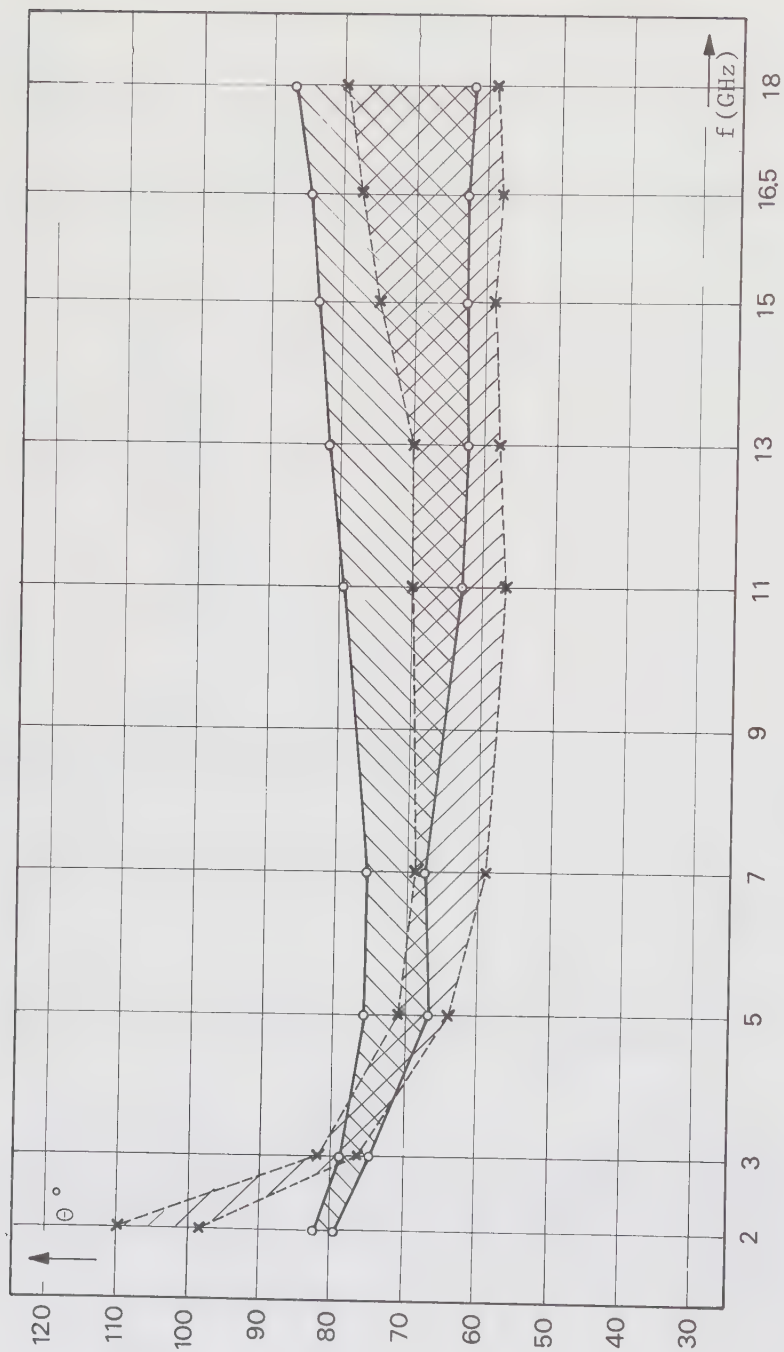
Amplitude théorique du courant $I(\text{dB})$ calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et directivité linéaire isotrope théorique $D(\text{dB})$ dans un plan de site ($\phi=0$), d'une antenne plane en spirale d'Archimède à deux brins "minces" ($R = 0,05 \text{ cm}$) correspondant à : $c = 0,0636 \text{ cm} \cdot (\text{rd})^{-1}$, $L = 117 \text{ cm}$, $r_o = 0,1 \text{ cm}$, de diamètre hors-tout $8,5 \text{ cm}$, et à la fréquence de 2 GHz .

Figure 35



Amplitude théorique du courant $I(\text{dB})$ calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et directivité linéaire isotrope théorique $D(\text{dB})$ dans un plan de site ($\phi = 0$), d'une antenne plane en spirale d'Archimède à deux brins "minces" ($R = 0,05 \text{ cm}$), correspondant à $c = 0,0636 \text{ cm} \cdot (\text{rd})^{-1}$, $L = 30 \text{ cm}$, $r_o = 0,1 \text{ cm}$, de diamètre hors-tout 4 cm , et à la fréquence de 13 GHz .

Figure 36



Variations des ouvertures totales (θ°) du lobe principal pour les deux composantes E_θ (—○—) et E_ϕ (—×—) du champ rayonné par une antenne plane en spirale d'Archimède à deux brins "minces" ($R = 0,05$ cm), correspondant à $c = 0,0636$ cm(rd) $^{-1}$, $L = 117$ cm, $r_0 = 0,1$ cm, de diamètre hors-tout 8,5 cm, et en fonction de la fréquence.

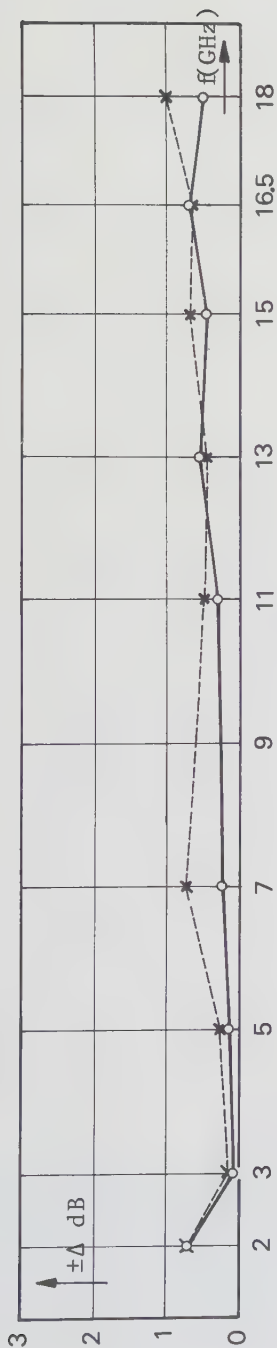


Figure 38

Variations maximales ($\pm \Delta$ dB) de l'amplitude des deux composantes E_θ (—○—) et E_ϕ (---*) du champ rayonné dans les directions $\theta = 30^\circ$, par une antenne plane en spirale d'Archimède à deux brins "minces" ($R = 0,05$ cm), correspondant à $c = 0,0636$ cm (rd), $L = 117$ cm, $r_0 = 0,1$ cm, de diamètre hors-tout 8,5 cm, et en fonction de la fréquence.

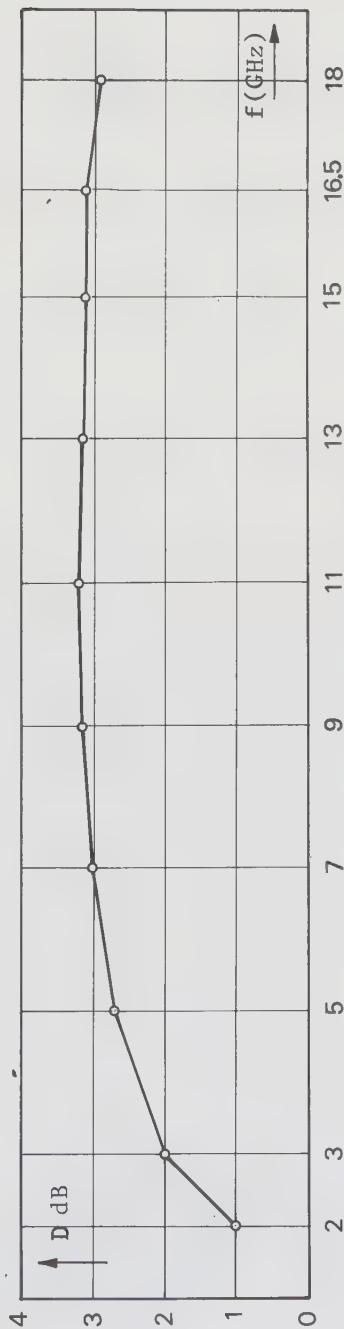
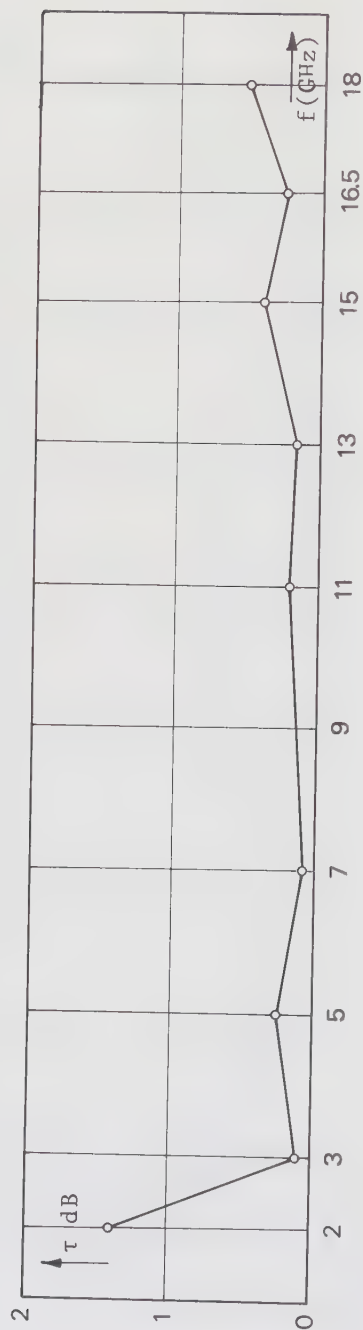


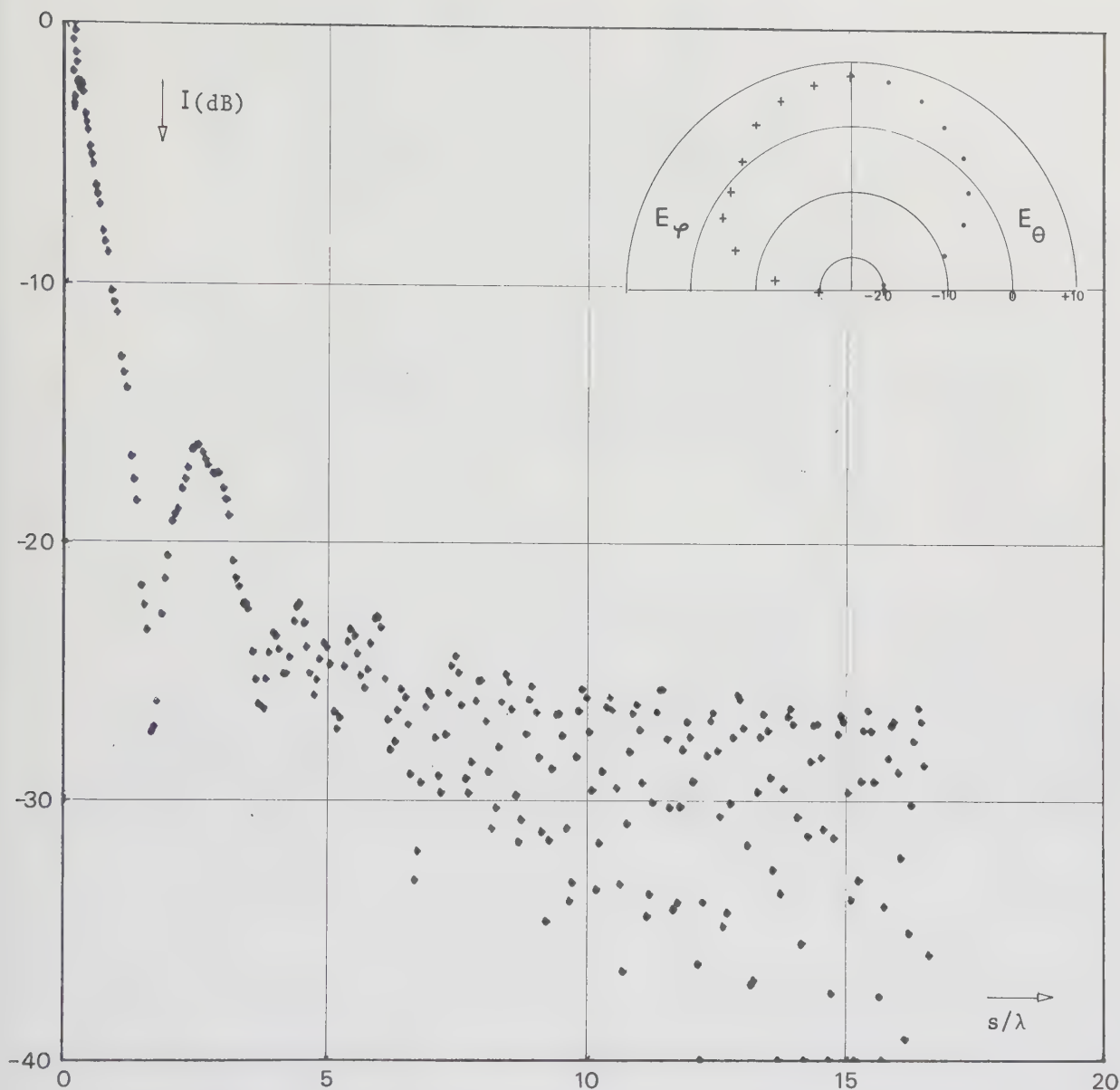
Figure 39

Directivité isotrope linéaire théorique moyenne D (dB) dans la direction de l'axe d'une antenne plane en spirale d'Archimède à deux brins "minces" ($R = 0,05$ cm), correspondant à : $c = 0,0636$ cm (rd)⁻¹, $L = 117$ cm, $r_0 = 0,1$ cm, de diamètre hors-tout 8,5 cm, et en fonction de la fréquence.



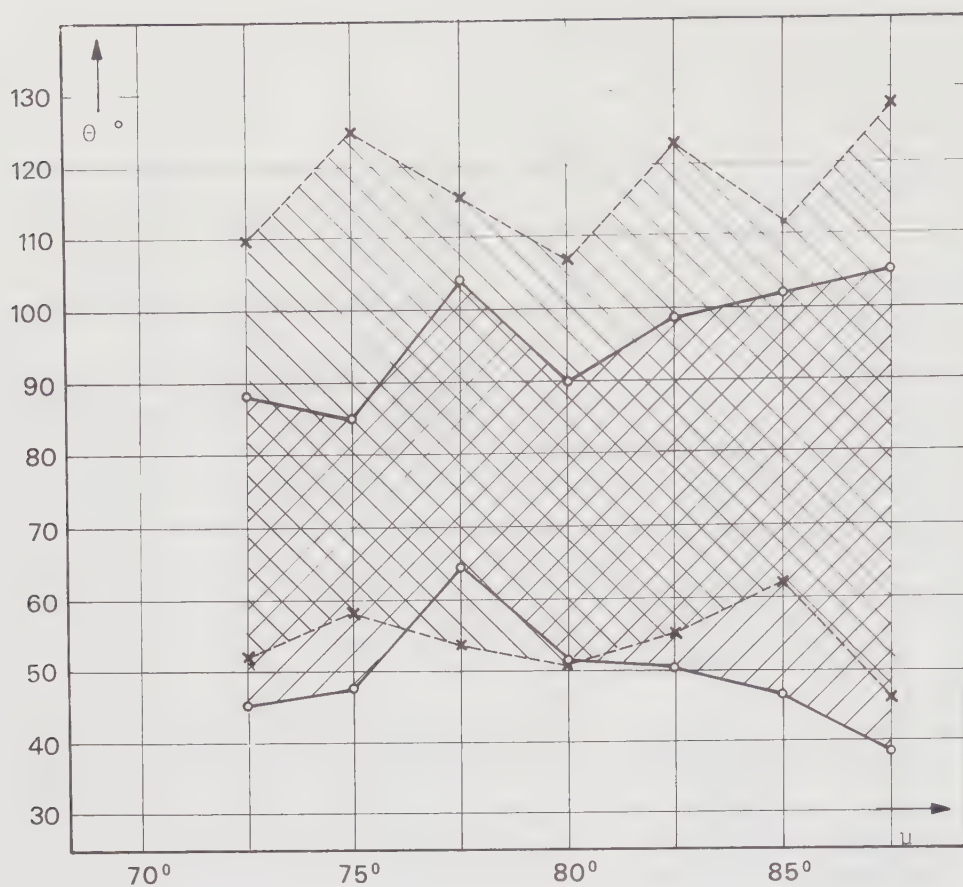
Rapport d'ellipticité (τ dB) de l'onde émise dans l'axe d'une antenne plane en spirale d'Archimède à deux brins "minces" ($R = 0,05$ cm), correspondant à $c = 0,0636$ cm (rd)⁻¹, $L = 117$ cm, $r_o = 0,1$ cm, de diamètre hors-tout 8,5 cm, et en fonction de la fréquence.

Figure 40



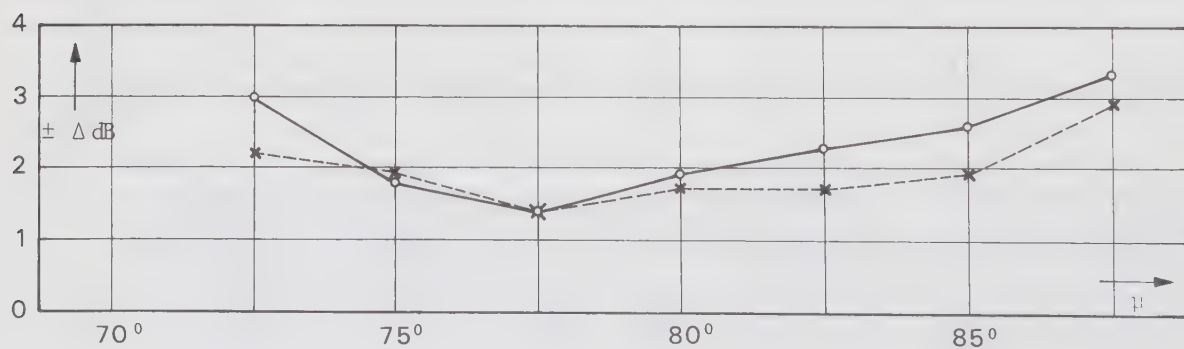
Amplitude théorique du courant I (dB) calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et directivité linéaire isotrope théorique D (dB) dans un plan de site ($\phi=0$), d'une antenne équi-angulaire plane à deux brins "minces" ($R = 0,025$ cm) placée au-dessus d'un plan réflecteur ($d/\lambda = 1/4$), correspondant à $\mu = 80^\circ$, $r = 0,1$ cm, $L = 45$ cm, de diamètre hors-tout 16 cm, et à la fréquence de 9 GHz.

Figure 41



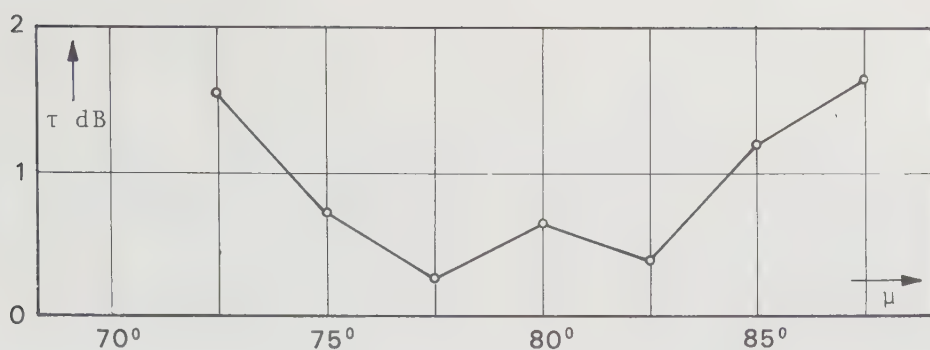
Variations des ouvertures totales (θ °) du lobe principal pour les deux composantes E_θ (—○—) et E_ϕ (-*-*) du champ rayonné par une antenne équiangulaire plane à deux brins "minces" ($R = 0,025$ cm) placée au dessus d'un plan réflecteur ($d/\lambda = 1/4$), correspondant à $L = 45$ cm, $r_0 = 0,1$ cm, à la fréquence de 9 GHz, et en fonction de l'angle d'enroulement μ .

Figure 42



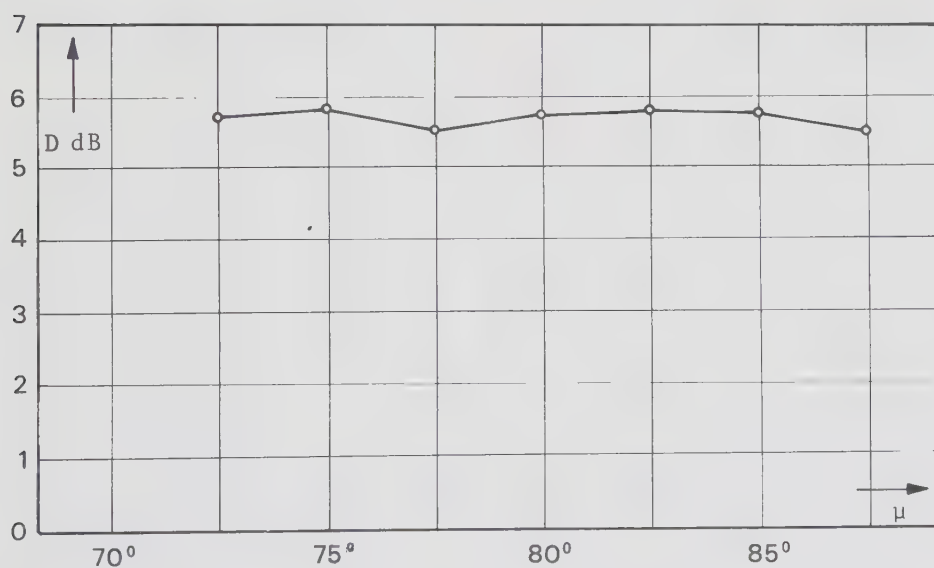
Variations maximales ($\pm \Delta$ dB) de l'amplitude des deux composantes E_θ (—○—) et E_ϕ (-*-*) du champ rayonné dans les directions $\theta = 30$ °, par une antenne équiangulaire plane à deux brins "minces" ($R = 0,025$ cm) placée au dessus d'un plan réflecteur ($d/\lambda = 1/4$), correspondant à $L = 45$ cm, $r_0 = 0,1$ cm, à la fréquence de 9 GHz, en fonction de l'angle d'enroulement μ .

Figure 43



Rapport d'ellipticité (τ dB) de l'onde émise dans l'axe d'une antenne équiangulaire plane à deux brins "minces" ($R = 0,025$ cm) placée au dessus d'un plan réflecteur ($d/\lambda = 1/4$), correspondant à $L = 45$ cm, $r_0 = 0,1$ cm, à la fréquence de 9 GHz, et en fonction de l'angle d'enroulement μ .

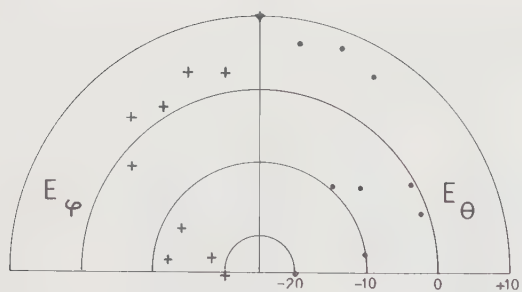
Figure 44



Directivité isotrope linéaire théorique moyenne D (dB) dans la direction de l'axe d'une antenne équiangulaire plane à deux brins "minces" ($R = 0,025$ cm) placée au-dessus d'un plan réflecteur ($d/\lambda = 1/4$), correspondant à $L = 45$ cm, $r_0 = 0,1$ cm, à la fréquence de 9 GHz, et en fonction de l'angle d'enroulement μ .

Figure 45

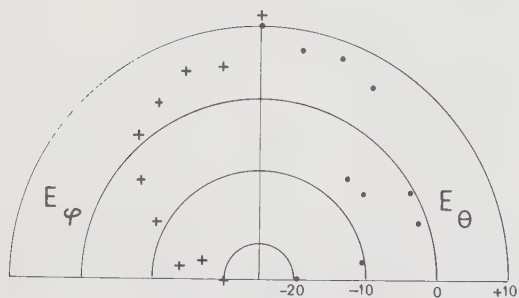
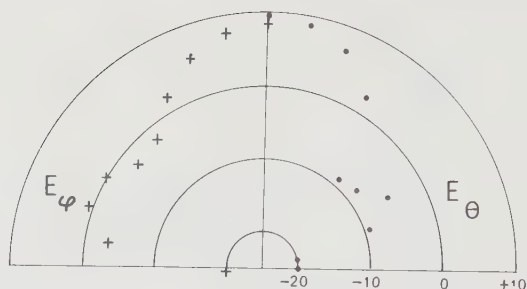
$$\phi = 0^\circ$$



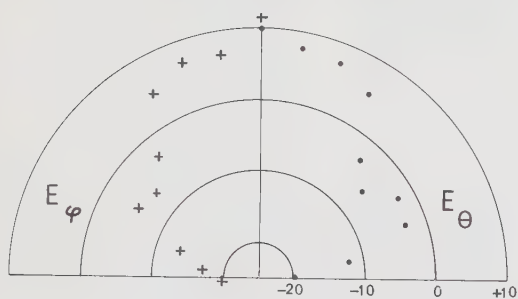
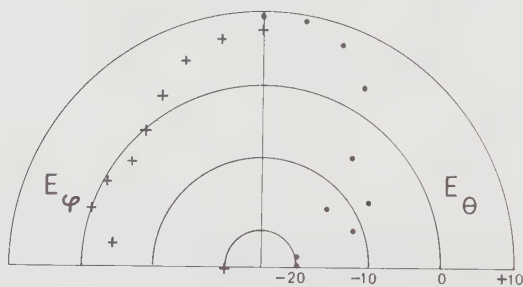
$$\frac{d}{\lambda}$$

$$\phi = 90^\circ$$

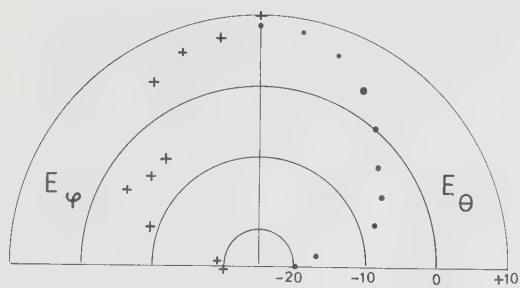
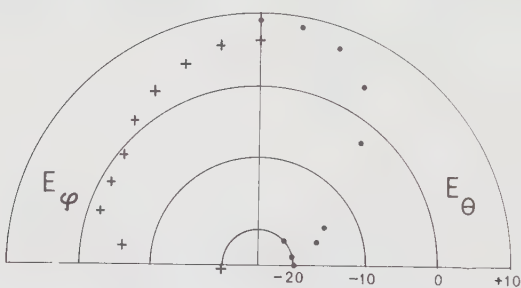
$$\frac{1}{16}$$



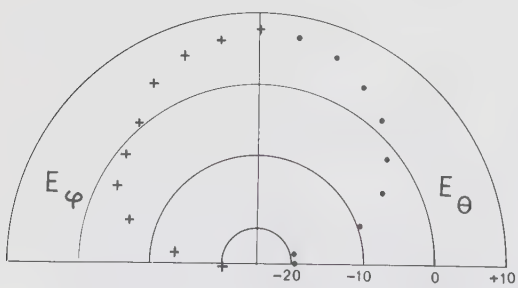
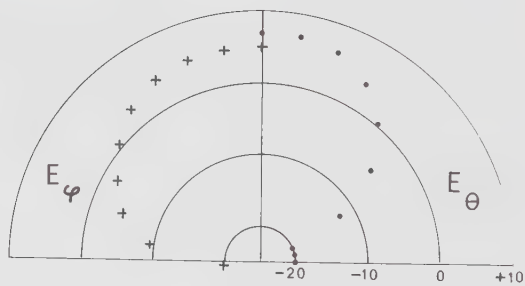
$$\frac{3}{32}$$



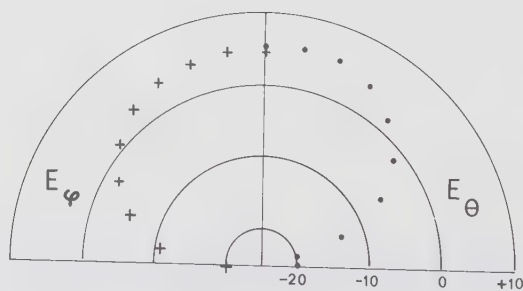
$$\frac{1}{8}$$

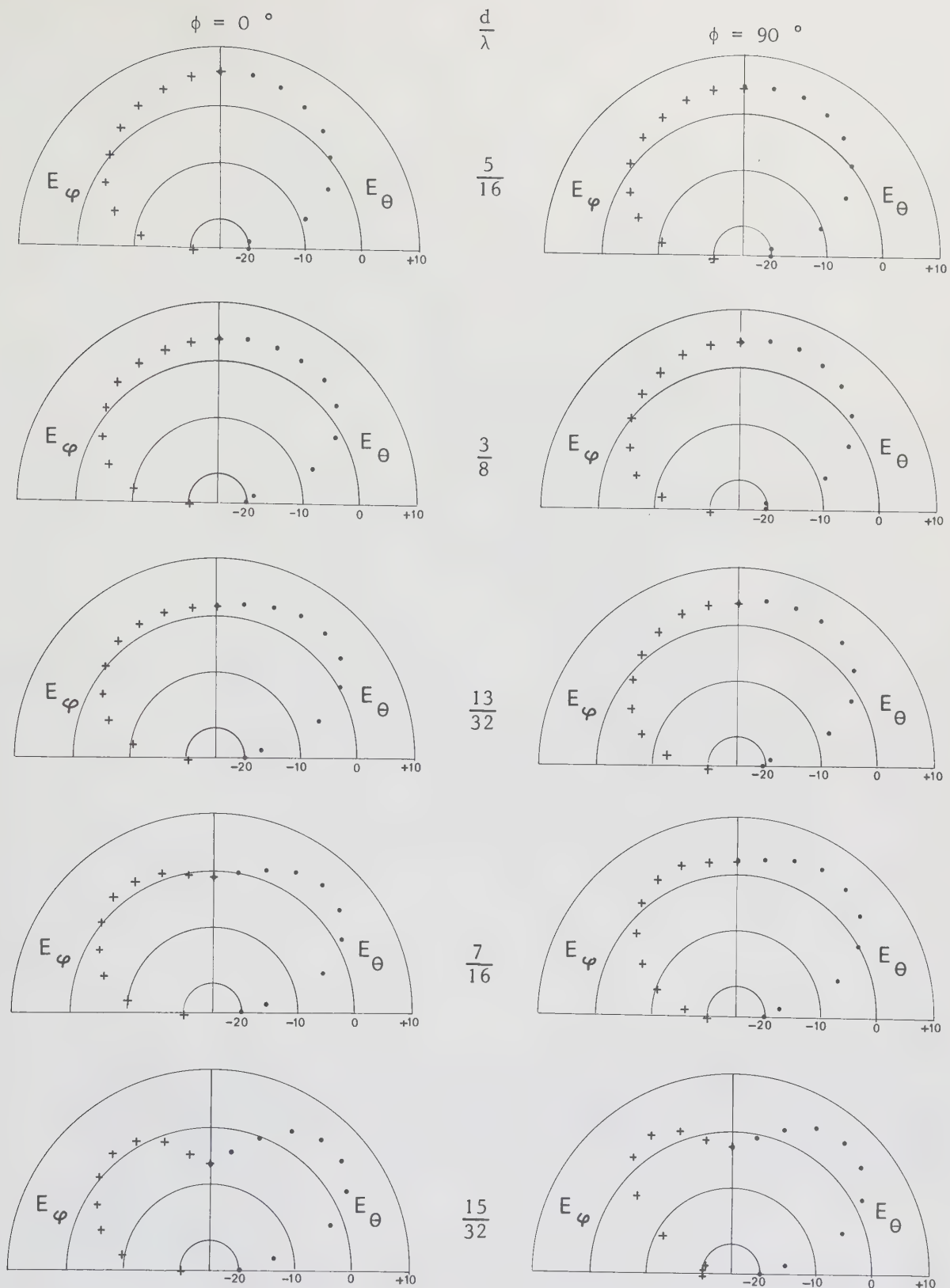


$$\frac{3}{16}$$

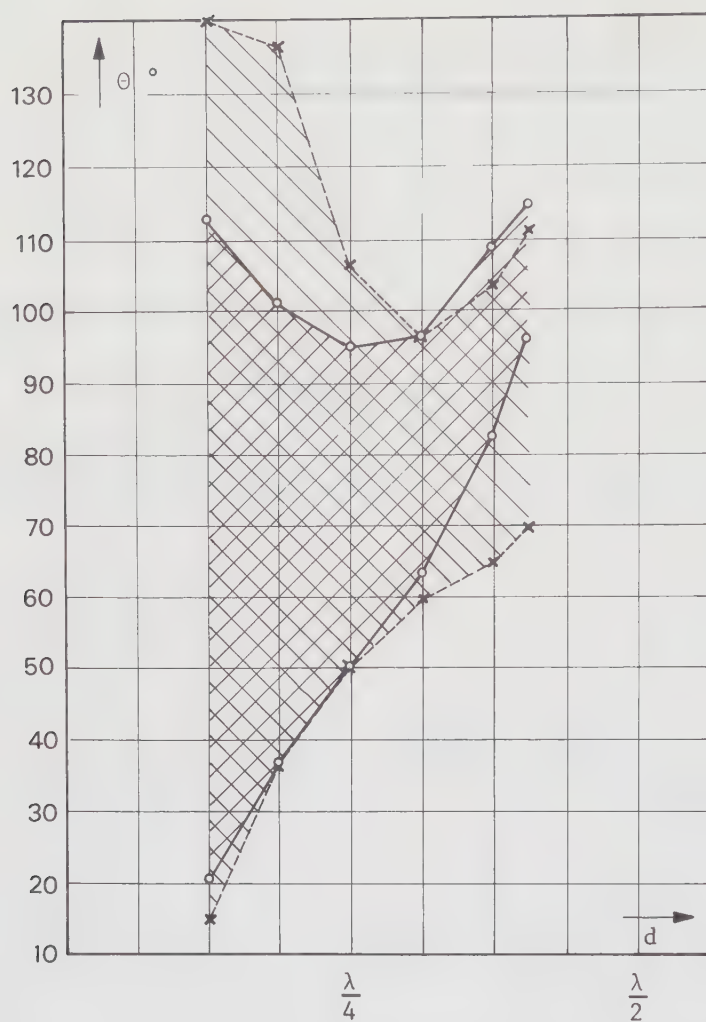


$$\frac{1}{4}$$



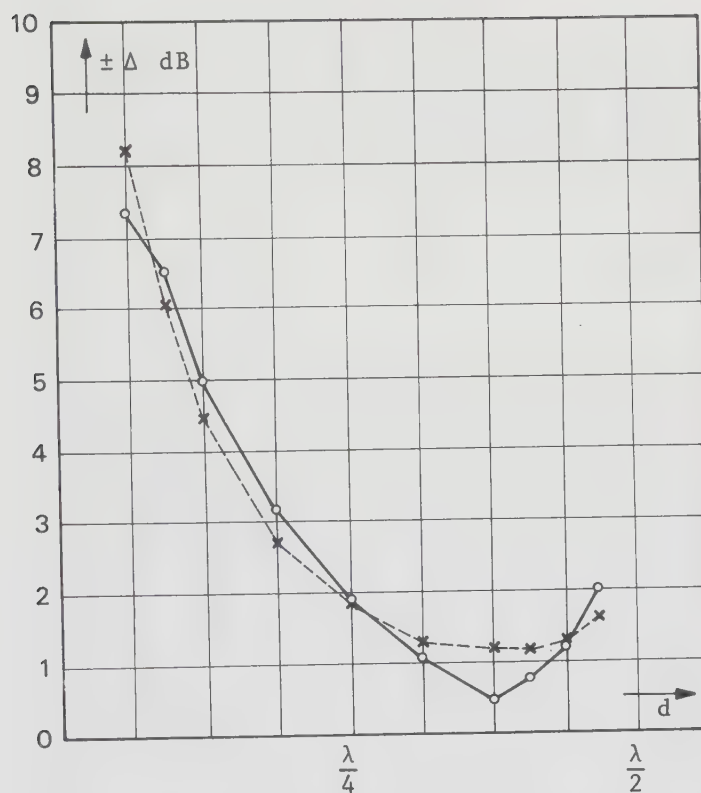


Directivité linéaire isotrope théorique (dB) dans deux plans de site ($\phi = 0^\circ$ et $\phi = 90^\circ$), d'une antenne équiangulaire plane à deux brins "minces" ($R = 0,025$ cm) placée au-dessus d'un plan réflecteur, correspondant à $\mu = 80^\circ$, $r = 0,1$ cm, $L = 45$ cm, de diamètre hors-tout 16 cm, à la fréquence de 9° GHz et pour diverses valeurs de la distance au plan.



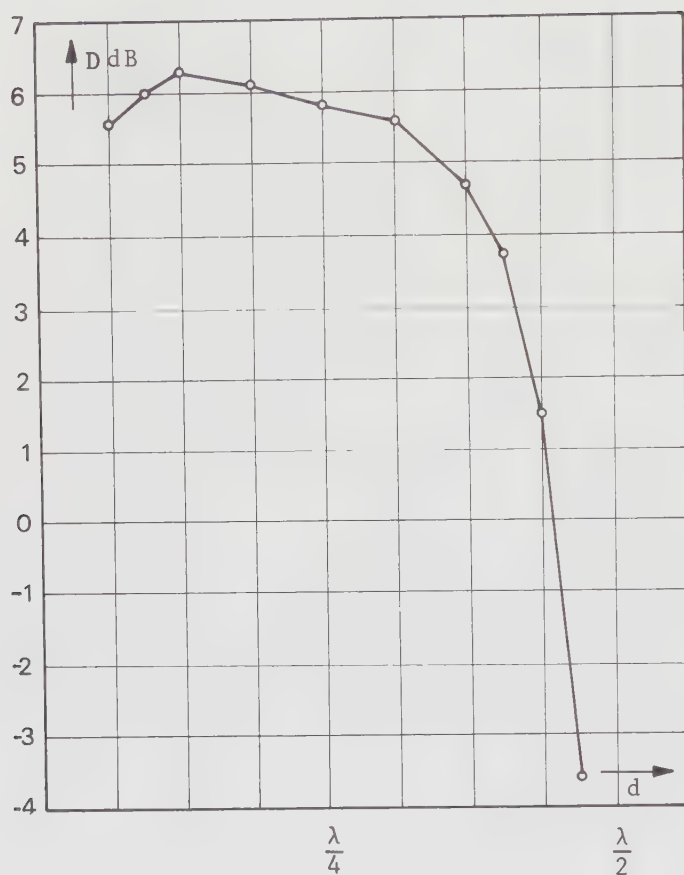
Variations des ouvertures totales (θ °) du lobe principal pour les deux composantes E_θ (—○—) et E_ϕ (---×---) du champ rayonné par une antenne équiangulaire plane à deux brins "minces" ($R = 0,025$ cm) placée au-dessus d'un plan réflecteur, correspondant à $\mu = 80^\circ$, $L = 45$ cm, $r_0 = 0,1$ cm, de diamètre hors-tout 16 cm, à la fréquence de 9 GHz, et en fonction de la distance au plan.

Figure 47



Variations maximales ($\pm\Delta$ dB) de l'amplitude des deux composantes E_θ (—○—) et E_ϕ (-x-) du champ rayonné dans les directions $\theta = 30^\circ$, par une antenne équiangulaire plane à deux brins "minces" ($R = 0,025$ cm) placée au-dessus d'un plan réflecteur, correspondant à $\mu = 80^\circ$, $L = 45$ cm, $r = 0,1$ cm, de diamètre hors-tout 16 cm, à la fréquence de 9 GHz, et en fonction de la distance au plan.

Figure 48



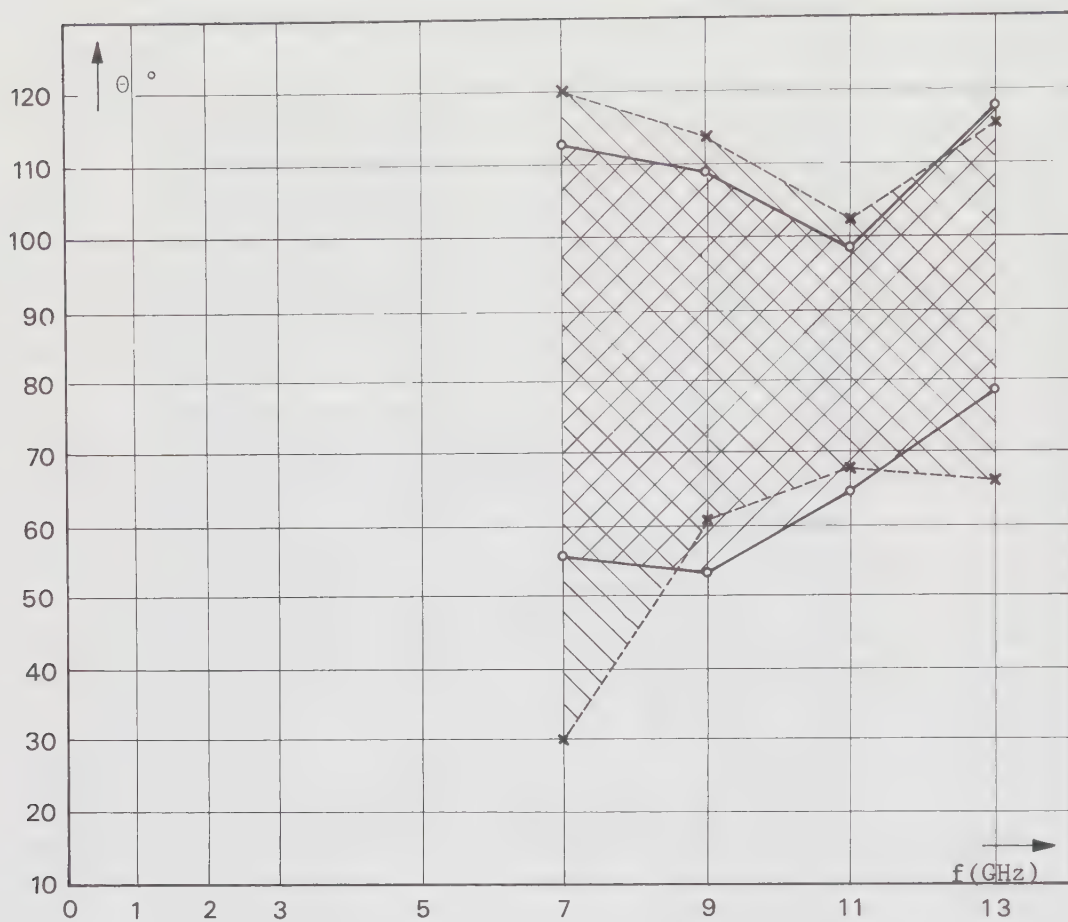
Directivité isotrope linéaire théorique moyenne D (dB) dans la direction de l'axe d'une antenne équiangulaire plane à deux brins "minces" ($R = 0,025$ cm) placée au-dessus d'un plan réflecteur, correspondant à $\mu = 80^\circ$, $L = 45$ cm, $r = 0,1$ cm, de diamètre hors-tout 16 cm, à la fréquence de 9 GHz, et en fonction de la distance au plan.

Figure 49



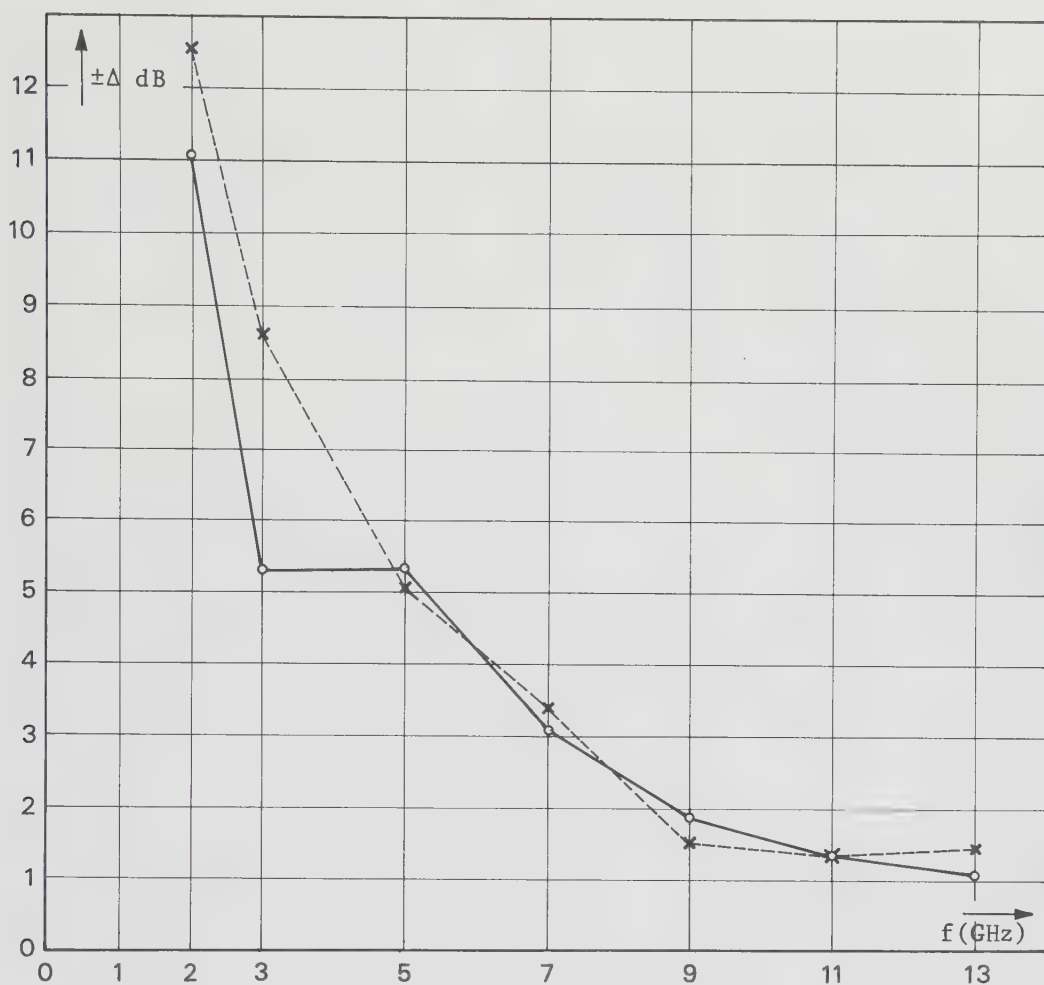
Rapport d'ellipticité (τ dB) de l'onde émise dans l'axe d'une antenne équiangulaire plane à deux brins "minces" ($R = 0,025$ cm) placée au-dessus d'un plan réflecteur, correspondant à $\mu = 80^\circ$, $L = 45$ cm, $r = 0,1$ cm, de diamètre hors-tout 16 cm, à la fréquence de 9 GHz, et en fonction de la distance au plan.

Figure 50



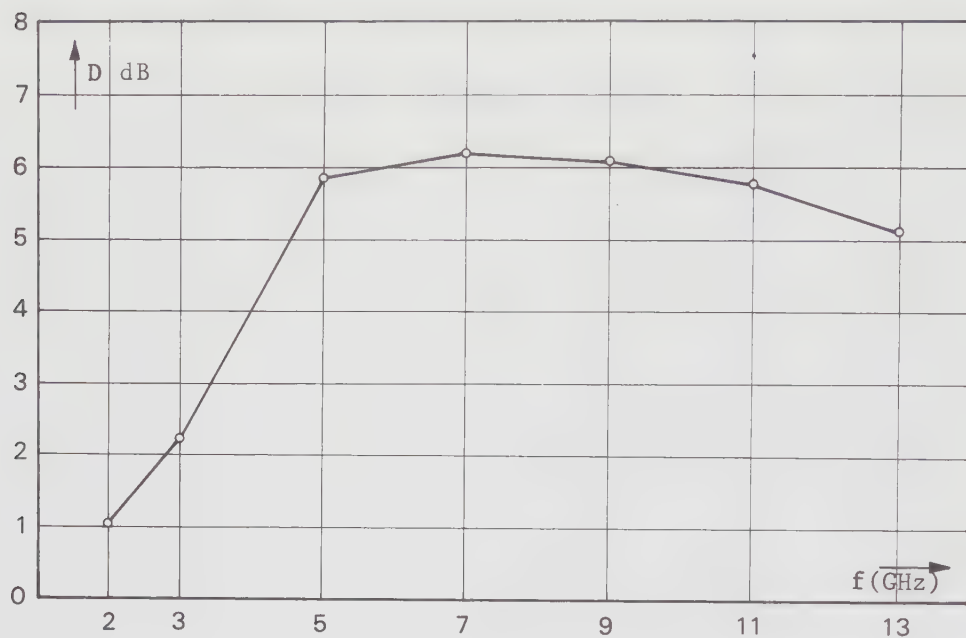
Variations des ouvertures totales (θ °) du lobe principal pour les deux composantes E_θ (—●—) et E_ϕ (---×---) du champ rayonné par une antenne équiangulaire à deux brins "minces" ($R = 0,025$ cm) placée au-dessus d'un plan conducteur ($d = 0,81$ cm), correspondant à $\mu = 80^\circ$, $L = 45$ cm, $r_o = 0,1$ cm, de diamètre hors-tout 16 cm, et en fonction de la fréquence.

Figure 51



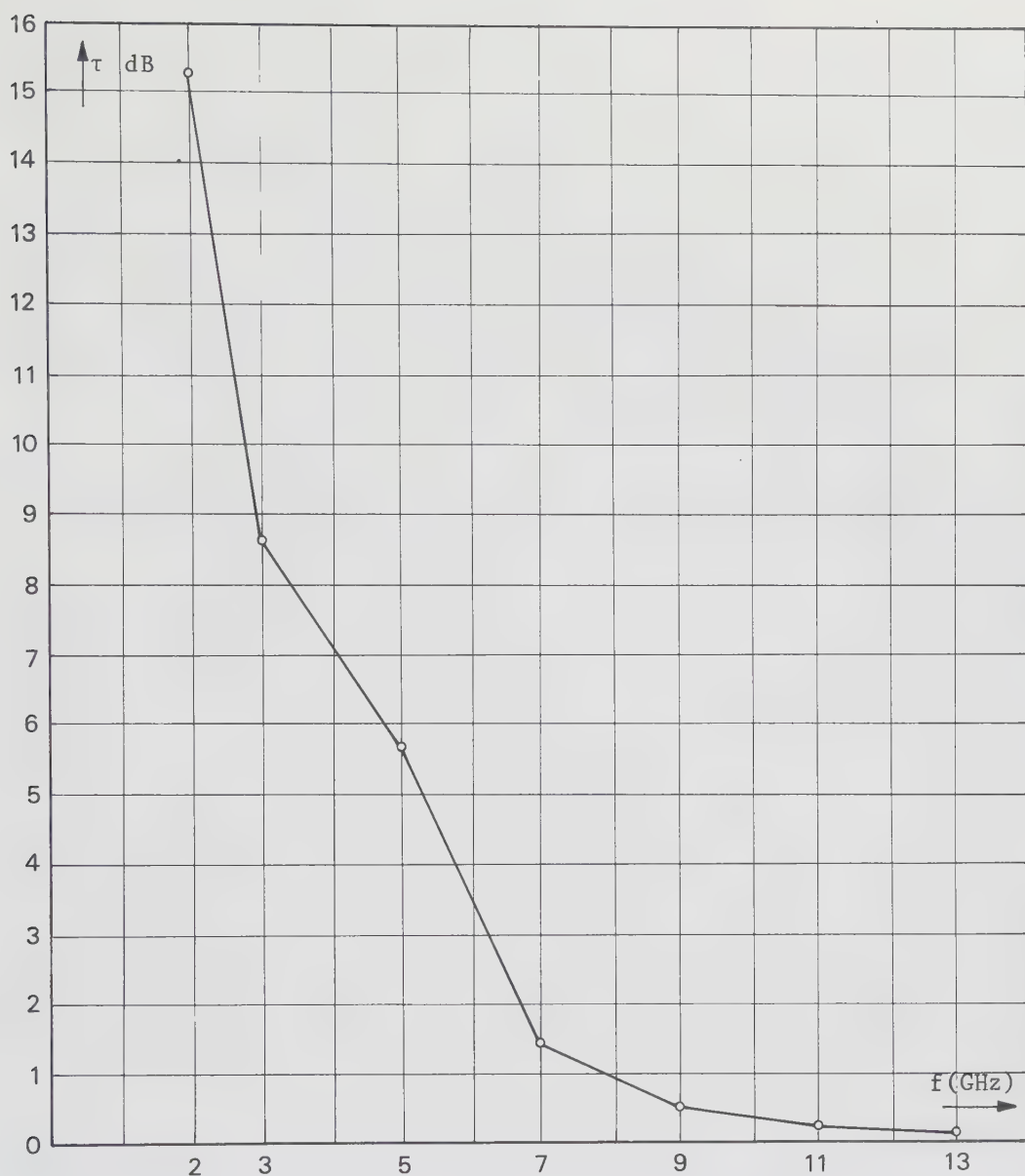
Variations maximales ($\pm\Delta$ dB) de l'amplitude des deux composantes E_θ (—○—) et E_ϕ (-×-) du champ rayonné dans les directions $\theta = 30^\circ$, par une antenne équi-angulaire plane à deux brins "minces" ($R = 0,025$ cm) placée au-dessus d'un plan réflecteur ($d = 0,81$ cm), correspondant à $\mu = 80^\circ$, $L = 45$ cm, $r_0 = 0,1$ cm, de diamètre hors-tout 16 cm, et en fonction de la fréquence.

Figure 52



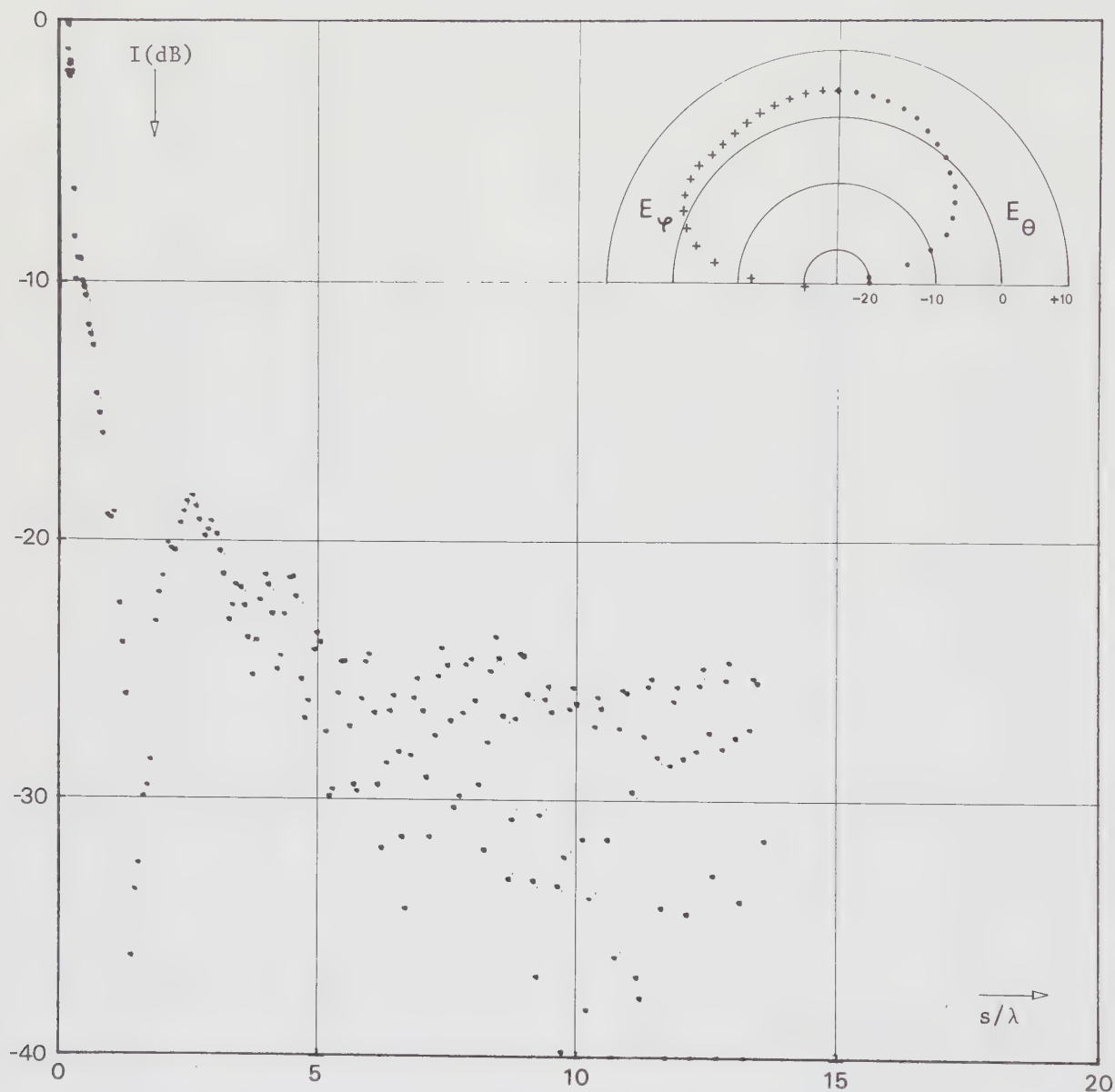
Directivité isotrope linéaire théorique moyenne $D(\text{dB})$ dans la direction de l'axe d'une antenne équiangulaire plane à deux brins "minces" ($R = 0,025 \text{ cm}$) placée au-dessus d'un plan réflecteur ($d = 0,81 \text{ cm}$), correspondant à $\mu = 80^\circ$, $L = 45 \text{ cm}$, $r_0 = 0,1 \text{ cm}$, de diamètre hors-tout 16 cm, et en fonction de la fréquence.

Figure 53



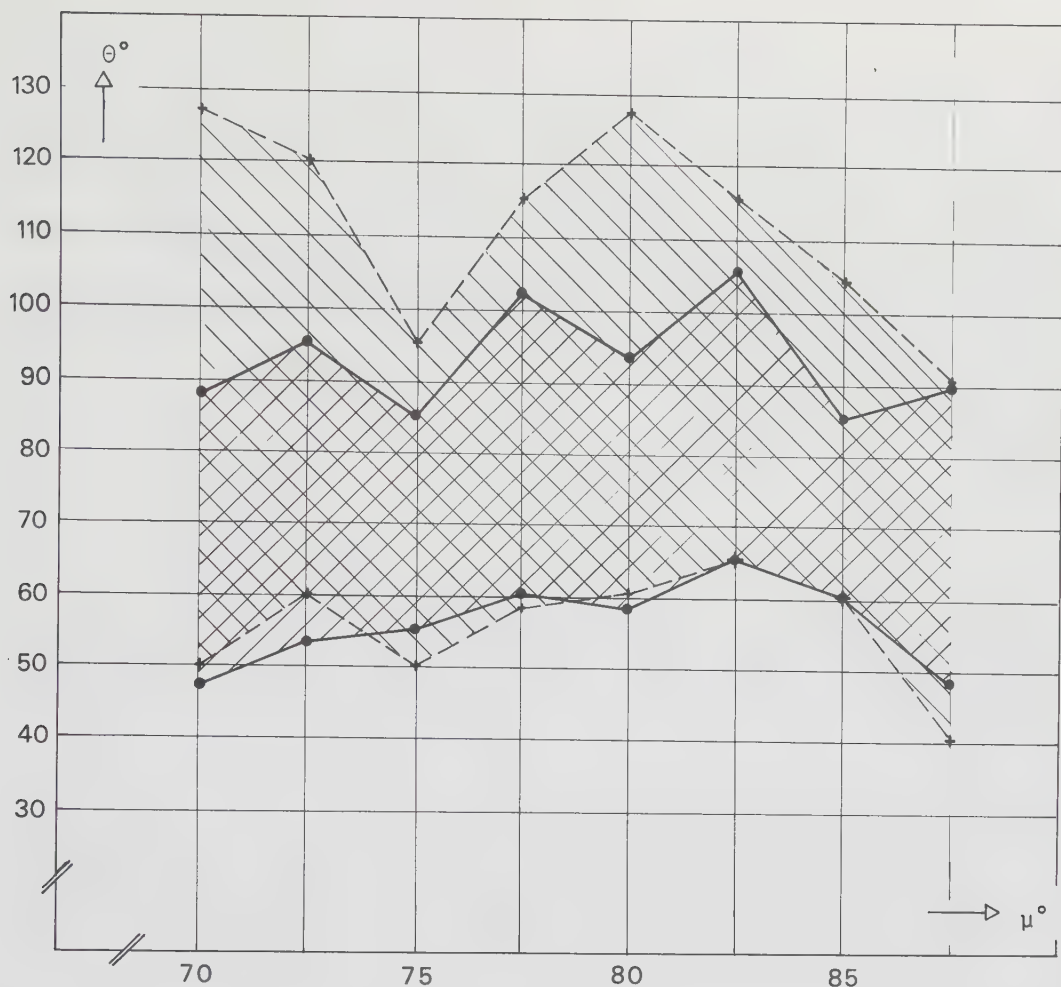
Rapport d'ellipticité (τ dB) de l'onde émise dans l'axe d'une antenne équi-angulaire plane à deux brins "minces" ($R = 0,025$ cm) placée au-dessus d'un plan réflecteur ($d = 0,81$ cm), correspondant à $\mu = 80^\circ$, $L = 45$ cm, $r_o = 0,1$ cm, de diamètre hors-tout 16 cm, et en fonction de la fréquence.

Figure 54



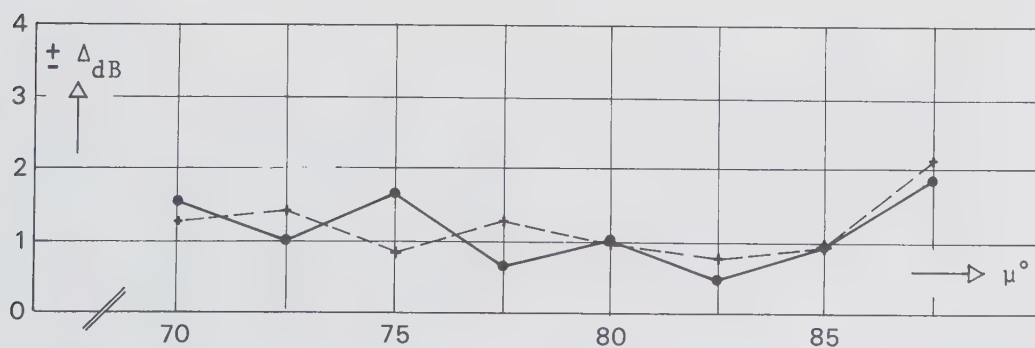
Amplitude théorique du courant $I(\text{dB})$ calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et directivité linéaire isotrope $D(\text{dB})$ dans un plan de site ($\phi = 0$), d'une antenne équiangulaire plane à quatre brins "minces" ($R = 0,025 \text{ cm}$), excitée en mode $m = 3$, placée au dessus d'un plan réflecteur ($d/\lambda = 1/4$), correspondant à $\mu = 80^\circ$, $L = 45 \text{ cm}$, $r_0 = 0,1 \text{ cm}$, de diamètre hors-tout 16 cm , et à la fréquence de 9 GHz .

Figure 55



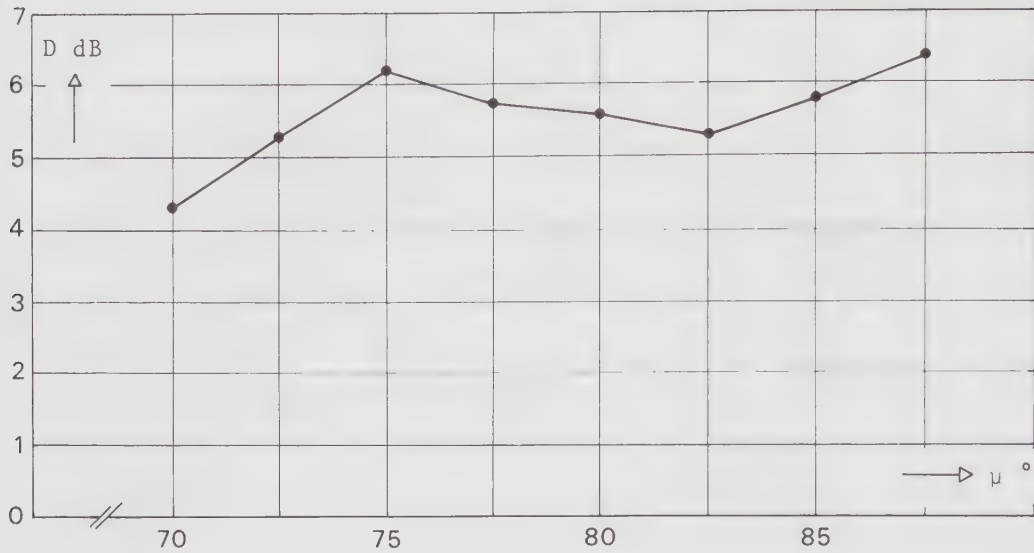
Variations des ouvertures totales (θ°) du lobe principal pour les deux composantes E_θ (—●—) et E_ϕ (---△---) du champ rayonné par une antenne équiangulaire plane à quatre brins "minces" ($R = 0,025$ cm), excitée en mode $m = 3$, placée au dessus d'un plan réflecteur ($d/\lambda = 1/4$), correspondant à $L = 45$ cm, $r_0 = 0,1$ cm, à la fréquence de 9 GHz, et en fonction de l'angle d'enroulement μ .

Figure 56



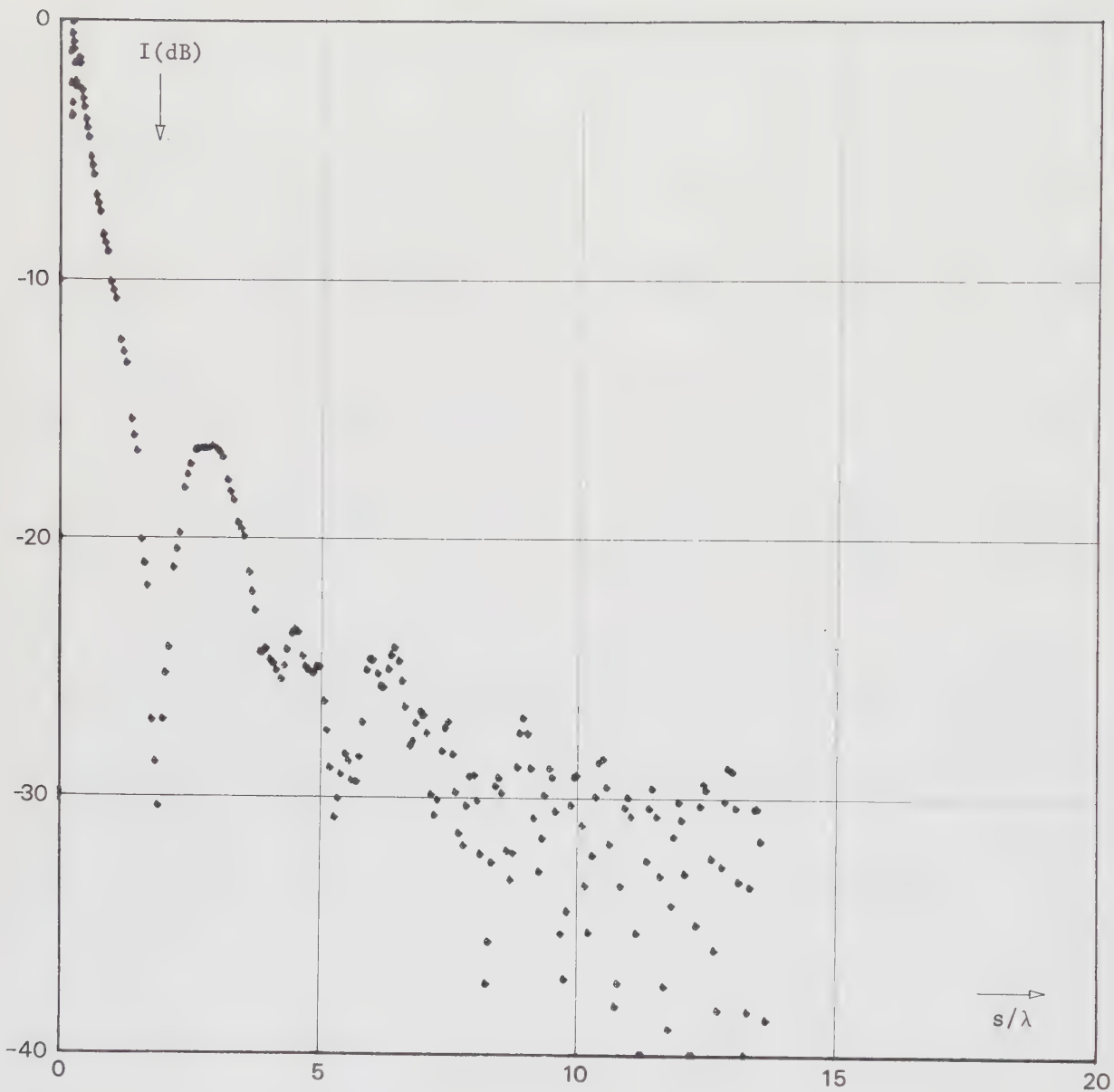
Variations maximales ($\pm \Delta$ dB) de l'amplitude des deux composantes E_θ (—●—) et E_ϕ (---△---) du champ rayonné dans les directions $\theta = 30^\circ$, par une antenne équiangulaire plane à quatre brins "minces" ($R = 0,025$ cm), excitée en mode $m = 3$, placée au dessus d'un plan réflecteur ($d/\lambda = 1/4$), correspondant à $L = 45$ cm, $r_0 = 0,1$ cm, à la fréquence de 9 GHz, et en fonction de l'angle d'enroulement μ .

Figure 57



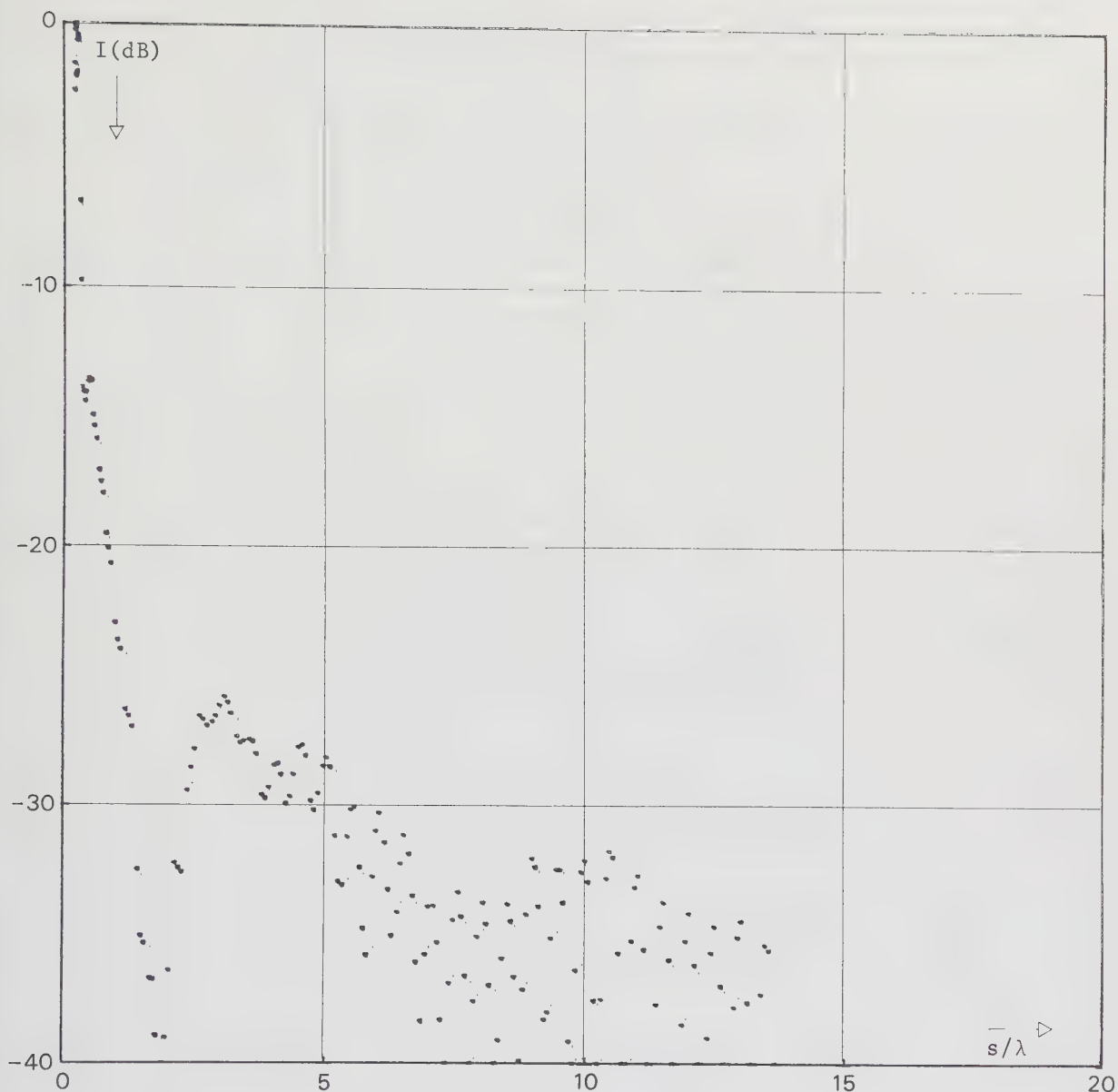
Directivité isotrope linéaire théorique $D(\text{dB})$ dans la direction de l'axe d'une antenne équiangulaire plane à quatre brins "minces" ($R = 0,025 \text{ cm}$), excitée en mode $m = 3$, placée au dessus d'un plan réflecteur ($d/\lambda = 1/4$), correspondant à $L = 45 \text{ cm}$, $r_0 = 0,1 \text{ cm}$, à la fréquence de 9 GHz , et en fonction de l'angle d'enroulement μ .

Figure 58



Amplitude théorique du courant (dB) calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) d'une antenne équiangulaire plane à deux brins "minces" ($R = 0,025$ cm), placée au dessus d'un plan réflecteur ($d/\lambda = 1/4$), correspondant à $\mu = 82,5^\circ$, $L = 45$ cm, $r_o = 0,1$ cm, de diamètre hors-tout 12 cm, et à la fréquence de 9 GHz.

Figure 59

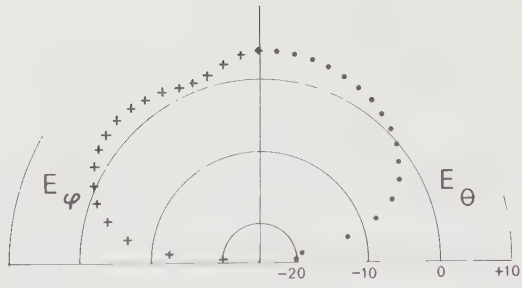


Amplitude théorique I (dB) calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) d'une antenne équiangulaire plane à quatre brins "minces" ($R = 0,025$ cm), placée au dessus d'un plan réflecteur ($d/\lambda = 1/4$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\mu = 82,5^\circ$, $L = 45$ cm, $r_0 = 0,1$ cm, de diamètre hors-tout 12 cm, et à la fréquence de 9 GHz.

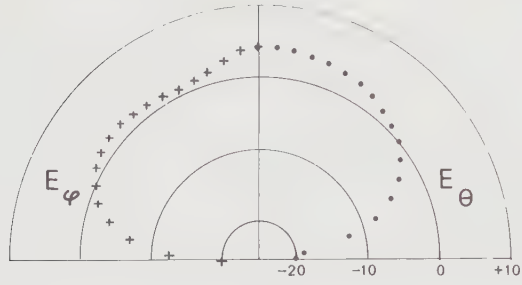
Figure 60

$$\frac{d}{\lambda}$$

$$\frac{1}{16}$$



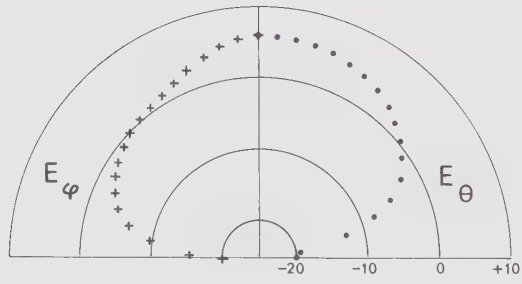
$$\frac{3}{32}$$



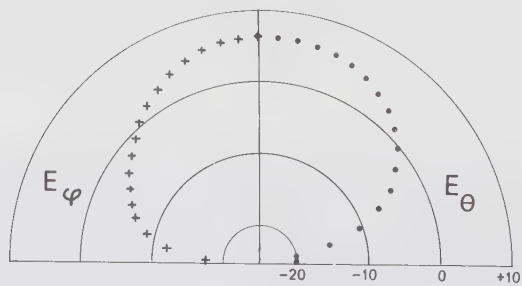
$$\frac{1}{8}$$

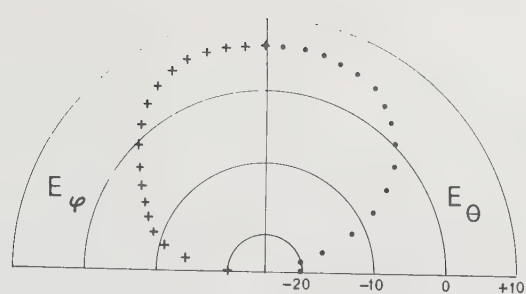


$$\frac{3}{16}$$

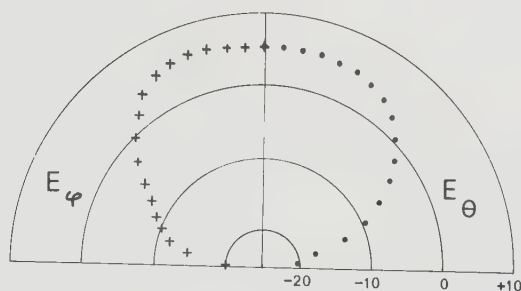


$$\frac{1}{4}$$

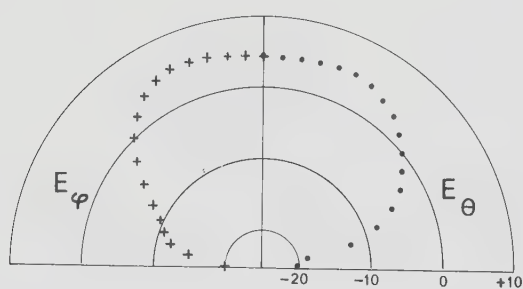




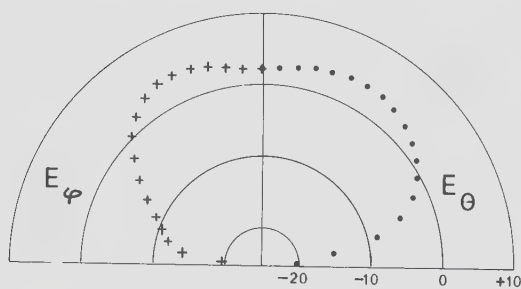
$$\frac{d}{\lambda} = \frac{5}{16}$$



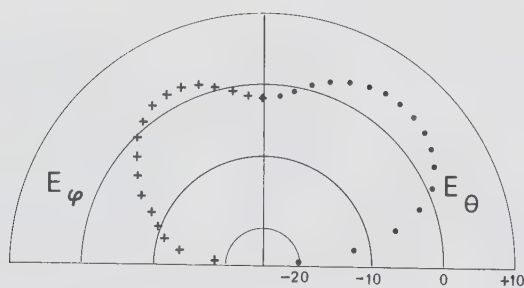
$$\frac{3}{8}$$



$$\frac{13}{32}$$



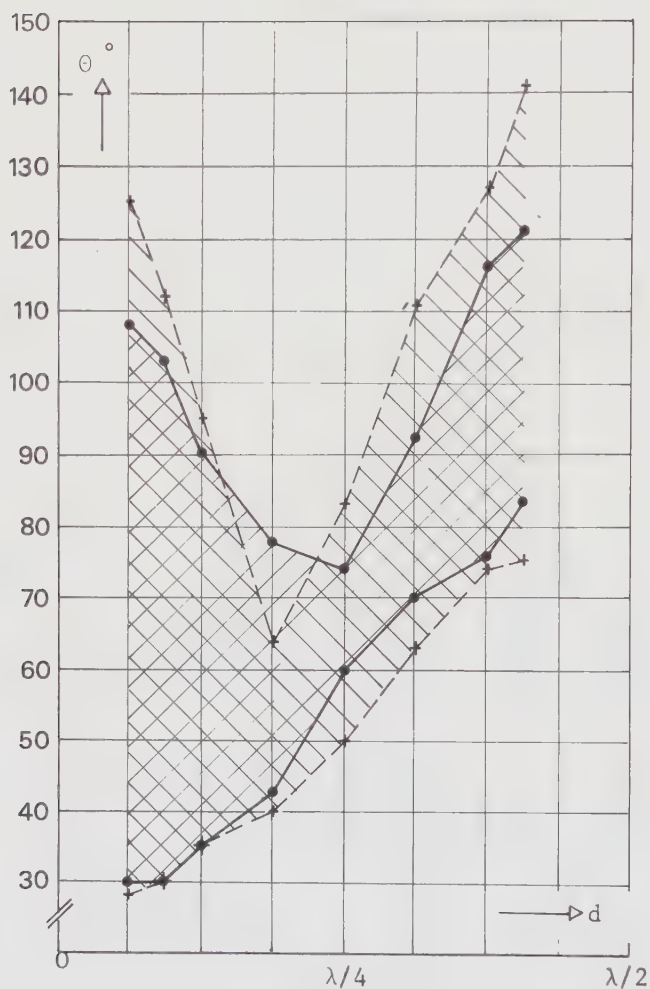
$$\frac{7}{16}$$



$$\frac{15}{32}$$

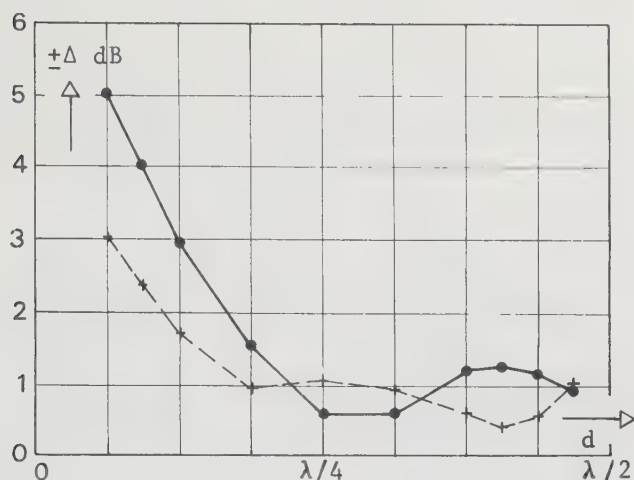
Directivité linéaire isotrope théorique (dB) dans un plan de site ($\phi = 0$), d'une antenne équiangulaire plane à quatre brins "minces" ($R = 0,025$ cm), excitée en mode $m = 3$, placée au-dessus d'un plan réflecteur, correspondant à $\mu = 85^\circ$, $L = 45$ cm, $r_o = 0,05$ cm, de diamètre hors-tout 8 cm, à la fréquence de 9 GHz, et pour diverses valeurs de la distance au plan.

Figure 61



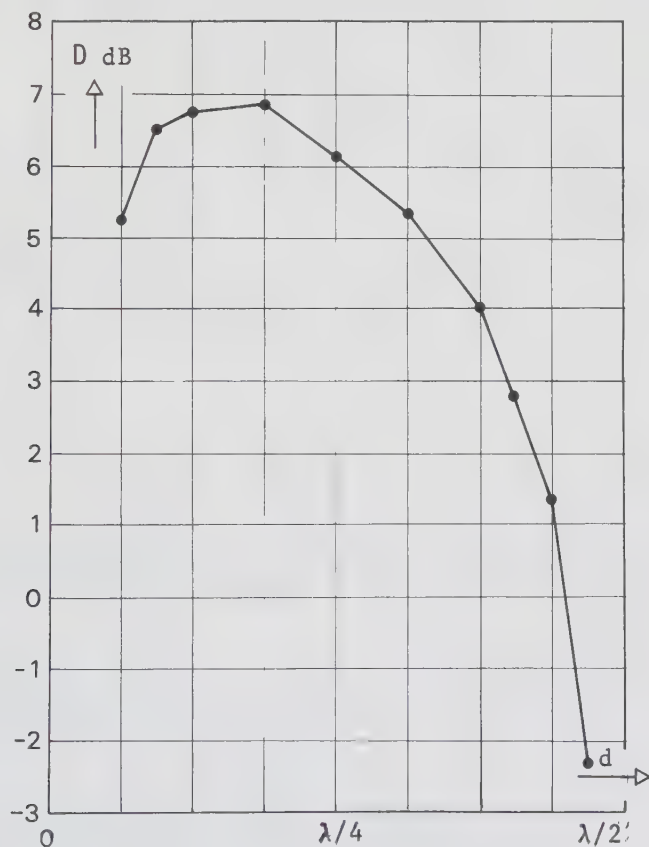
Variations des ouvertures totales (θ°) du lobe principal pour les deux composantes E_θ (—●—) et E_ϕ (---+---) du champ rayonné par une antenne équiangulaire plane à quatre brins "minces" ($R = 0,025$ cm), excitée en mode $m = 3$, placée au dessus d'un plan conducteur, correspondant à $\mu = 85^\circ$, $L = 45$ cm, $r_0 = 0,05$ cm, de diamètre hors-tout 8 cm, à la fréquence de 9 GHz, et en fonction de la distance au plan.

Figure 62



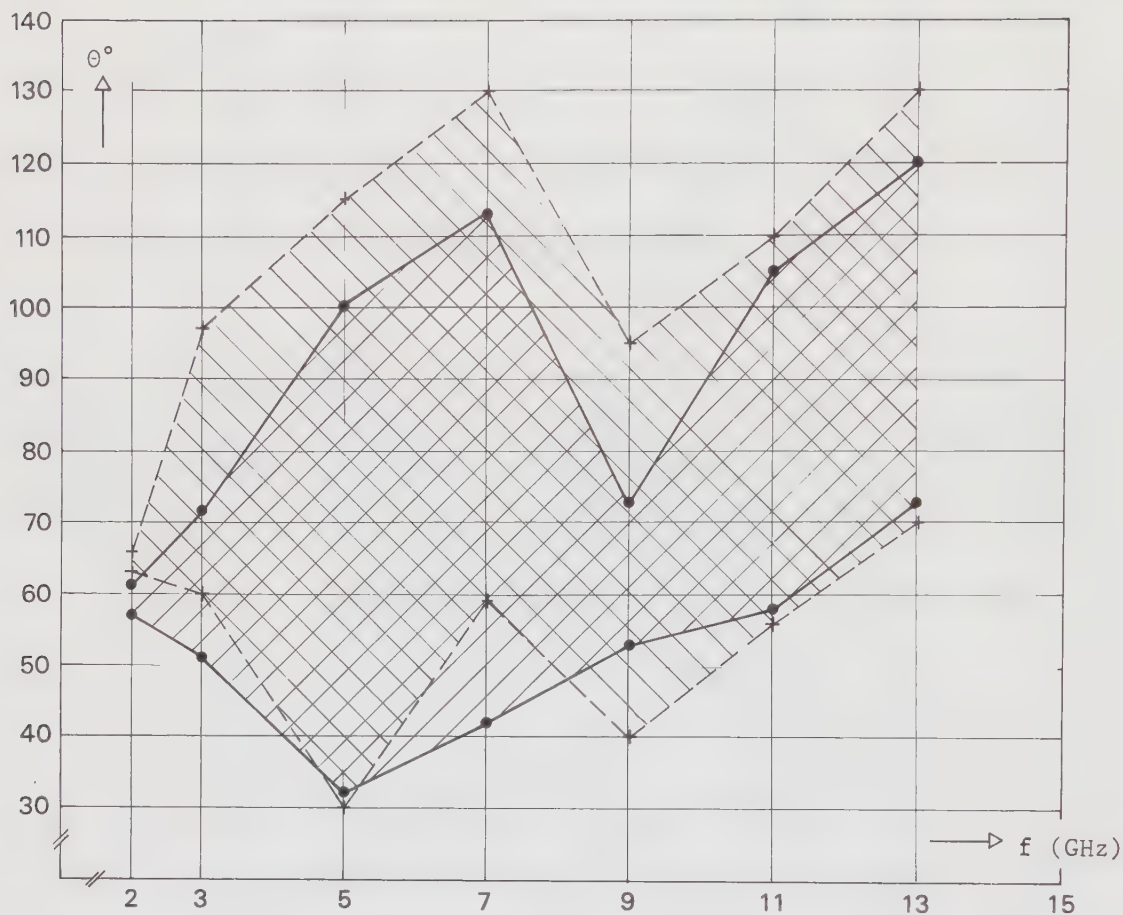
Variations maximales ($\pm\Delta$ dB) de l'amplitude des deux composantes E_θ (—●—) et E_ϕ (---+---) du champ rayonné dans les directions $\theta = 30^\circ$, par une antenne ϕ équiangulaire plane à quatre brins "minces" ($R = 0,025\text{cm}$), excitée en mode $m = 3$, placée au dessus d'un plan conducteur, correspondant à $\mu = 85^\circ$, $L = 45\text{ cm}$, $r = 0,05\text{ cm}$, de diamètre hors-tout 8 cm, à la fréquence de 9 GHz, et en fonction de la distance au plan.

Figure 63



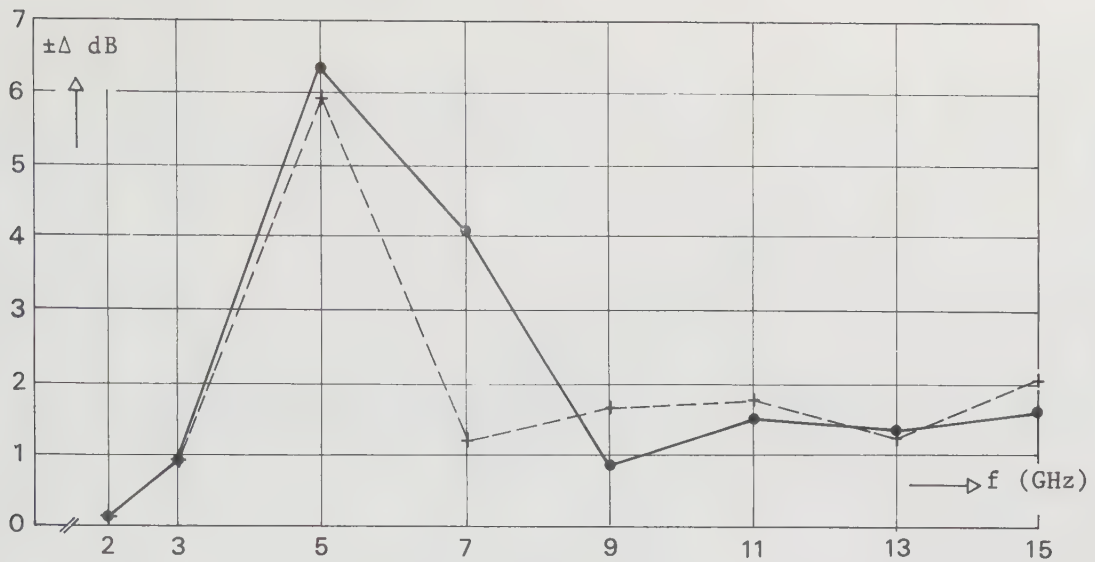
Directivité (dB) calculée par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, dans l'axe d'une antenne équiangulaire plane à quatre brins "minces" ($R = 0,025\text{ cm}$), excitée en mode $m = 3$, placée au dessus d'un plan conducteur, correspondant à $\mu = 85^\circ$, $L = 45\text{ cm}$, $r = 0,05\text{ cm}$, de diamètre hors-tout 8 cm, à la fréquence de 9 GHz, et en fonction de la distance au plan.

Figure 64



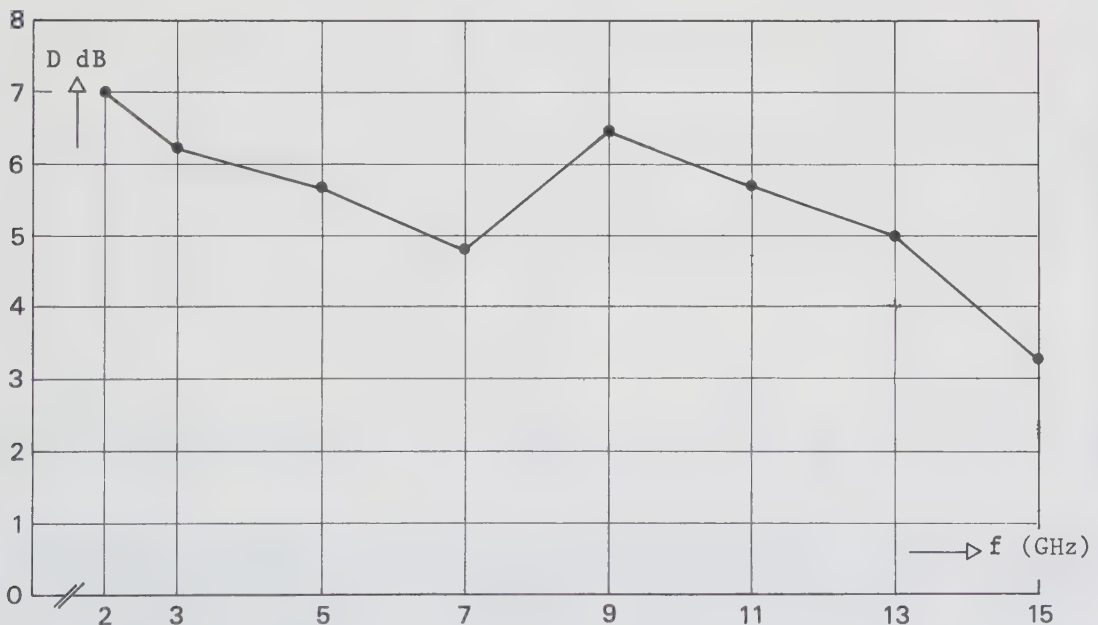
Variations des ouvertures totales (θ°) du lobe principal pour les deux composantes E_θ (—●—) et E_ϕ (---+---) du champ rayonné par une antenne équiangulaire plane à quatre brins "minces" ($R = 0,025$ cm), excitée en mode $m = 3$, placée au dessus d'un plan conducteur ($d = 0,81$ cm), correspondant à $\mu = 85^\circ$, $L = 45$ cm, $r_o = 0,05$ cm, de diamètre hors-tout 8 cm, et en fonction de la fréquence.

Figure 65



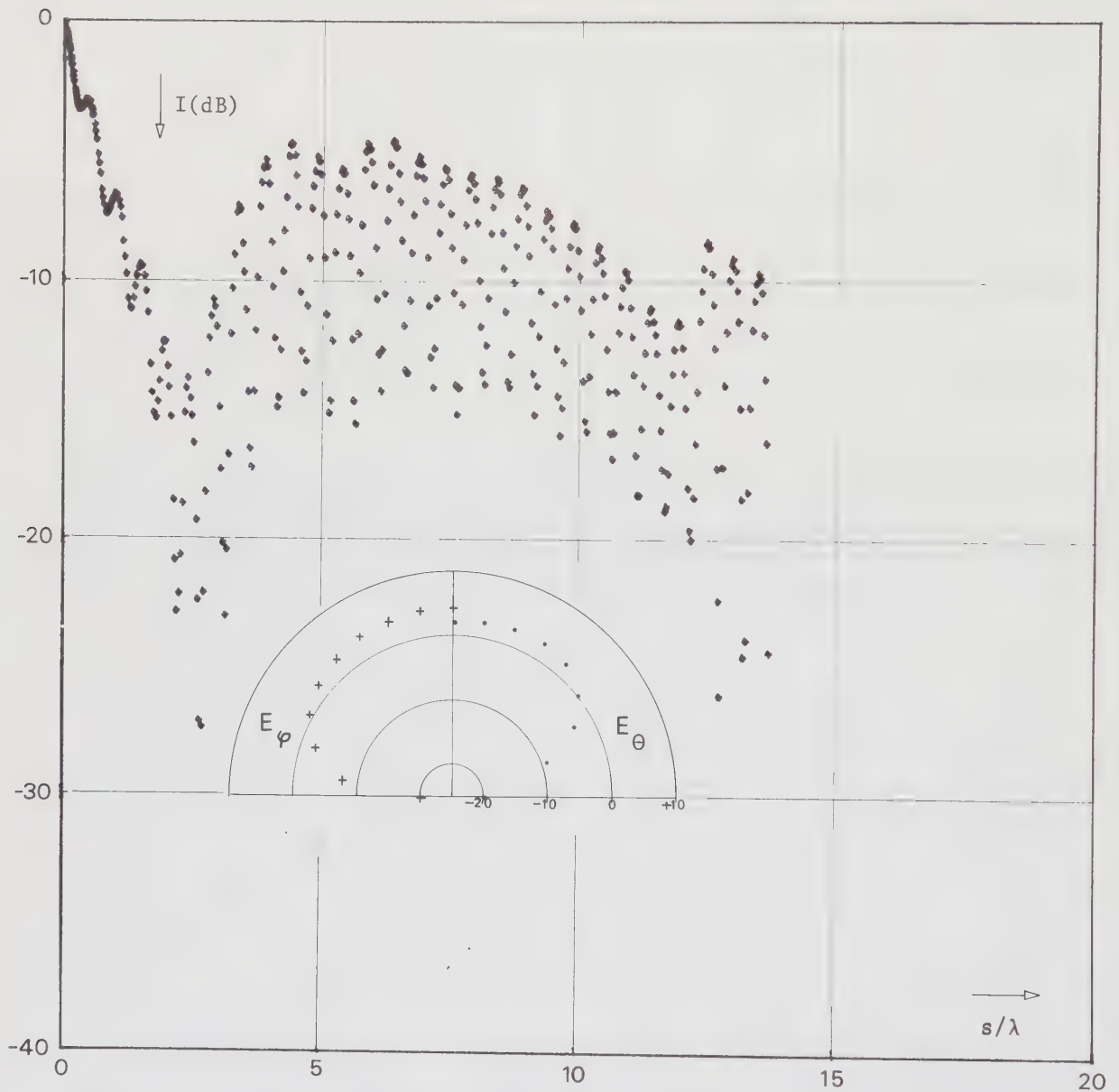
Variations maximales ($\pm\Delta$ dB) de l'amplitude des deux composantes E_θ (—●—) et E_ϕ (---+---) du champ rayonné dans les directions $\theta = 30^\circ$, par une antenne équiangulaire plane à quatre brins "minces" ($R = 0,025$ cm), excitée en mode $m = 3$, placée au dessus d'un plan conducteur ($d = 0,81$ cm), correspondant à $\mu = 85^\circ$, $L = 45$ cm, $r_0 = 0,05$ cm, de diamètre hors-tout 8 cm, et en fonction de la fréquence.

Figure 66



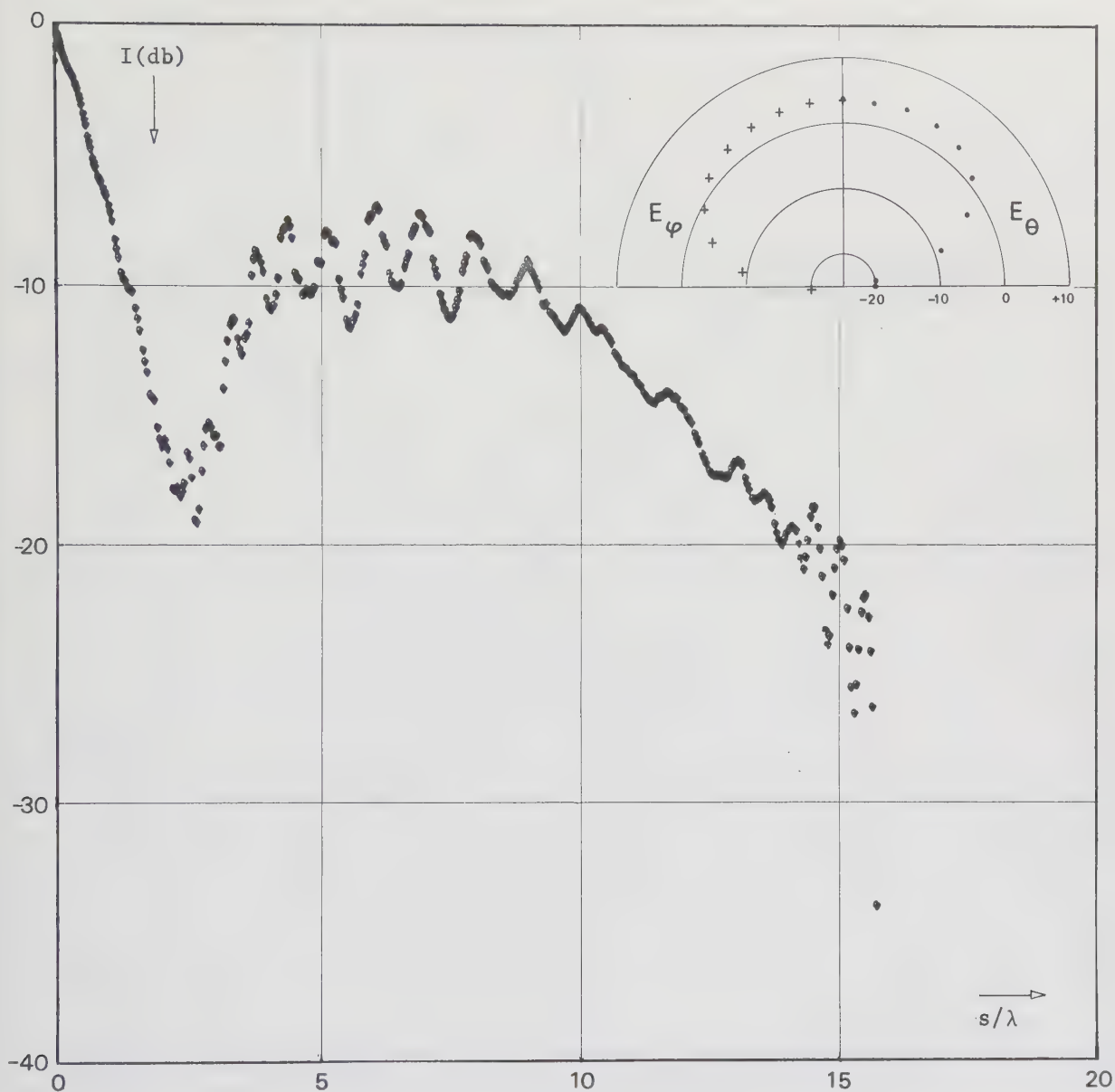
Directivité isotrope linéaire théorique D (dB) dans la direction de l'axe d'une antenne équiangulaire plane à quatre brins "minces" ($R = 0,025$ cm), excitée en mode $m = 3$, placée au dessus d'un plan conducteur ($d = 0,81$ cm), correspondant à $\mu = 85^\circ$, $L = 45$ cm, $r_0 = 0,05$ cm, de diamètre hors-tout 8 cm, et en fonction de la fréquence.

Figure 67



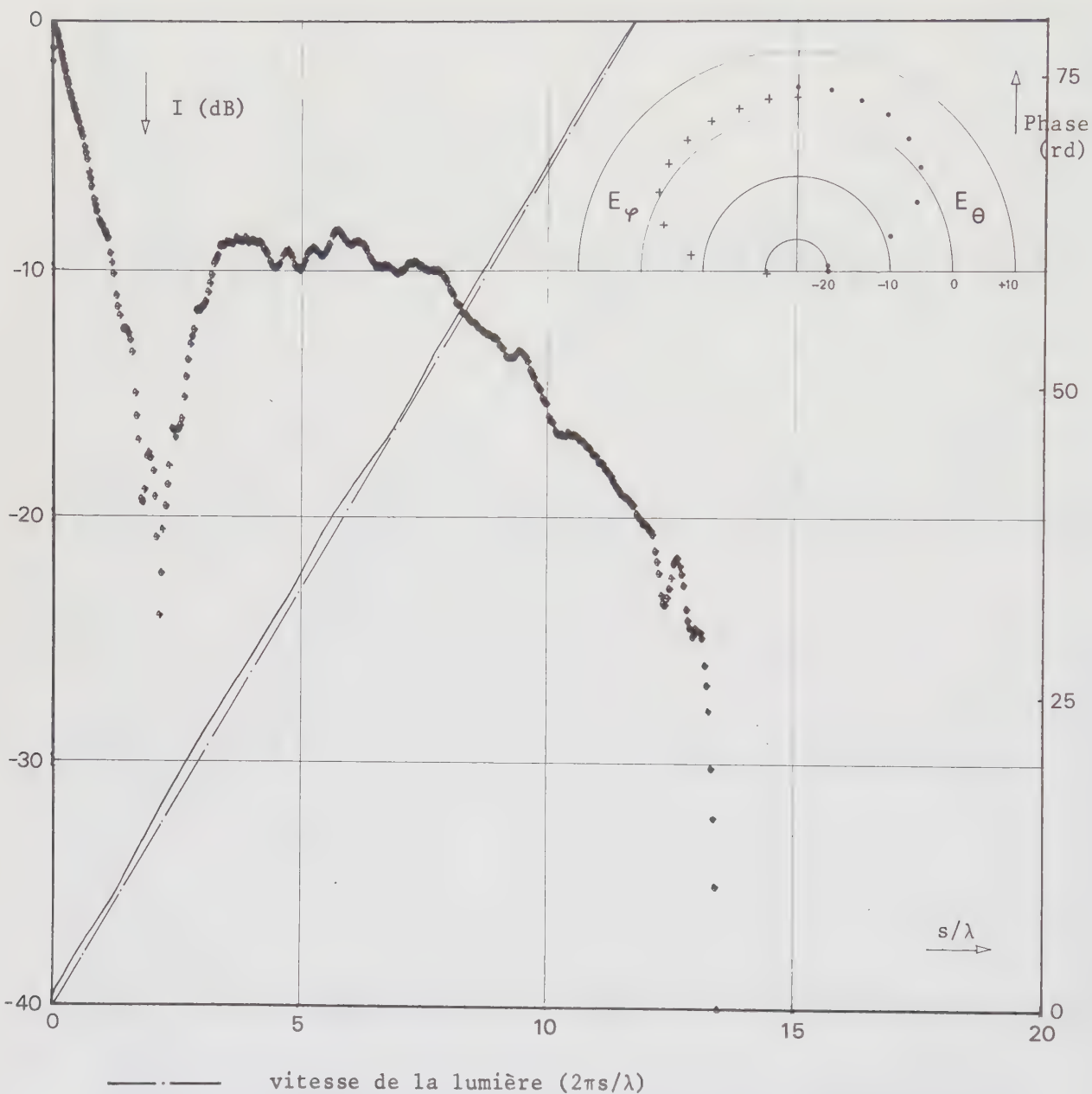
Amplitude théorique du courant $I(\text{dB})$ calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et directivité linéaire isotrope théorique $D(\text{dB})$ dans un plan de site $(\phi=0)$, d'une antenne plane en spirale d'Archimède à deux brins "minces" ($R = 0,025 \text{ cm}$) placée au-dessus d'un plan réflecteur ($d/\lambda = 1/5$), correspondant à $c = 0,0318 \text{ cm} \cdot (\text{rd})^{-1}$, $r = 0,1 \text{ cm}$, $L = 55 \text{ cm}$, de diamètre hors-tout 4 cm , et à la fréquence de $7,5 \text{ GHz}$.

Figure 68



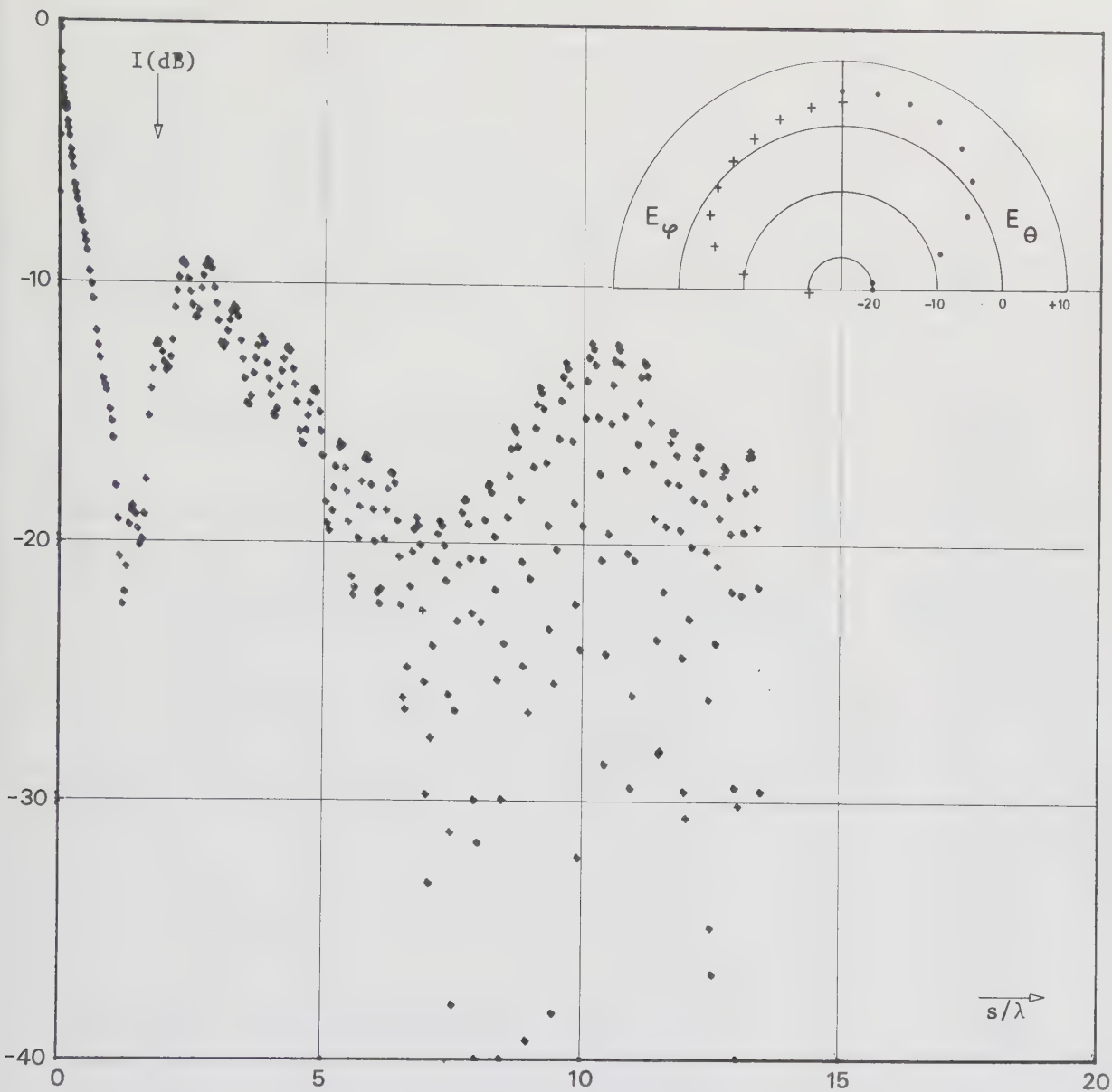
Amplitude théorique du courant $I(\text{dB})$ calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et directivité linéaire isotrope théorique $D(\text{dB})$ dans un plan de site ($\phi = 0$), d'une antenne plane en spirale d'Archimède à deux brins "minces" ($R = 0,025 \text{ cm}$) placée au dessus d'un plan réflecteur ($d/\lambda = 1/5$), correspondant à $c = 0,0318 \text{ cm} \cdot (\text{rad})^{-1}$, $r = 0,1 \text{ cm}$, $L = 63 \text{ cm}$, de diamètre hors-tout $4,2 \text{ cm}$, et à la fréquence de $7,5 \text{ GHz}$.

Figure 69



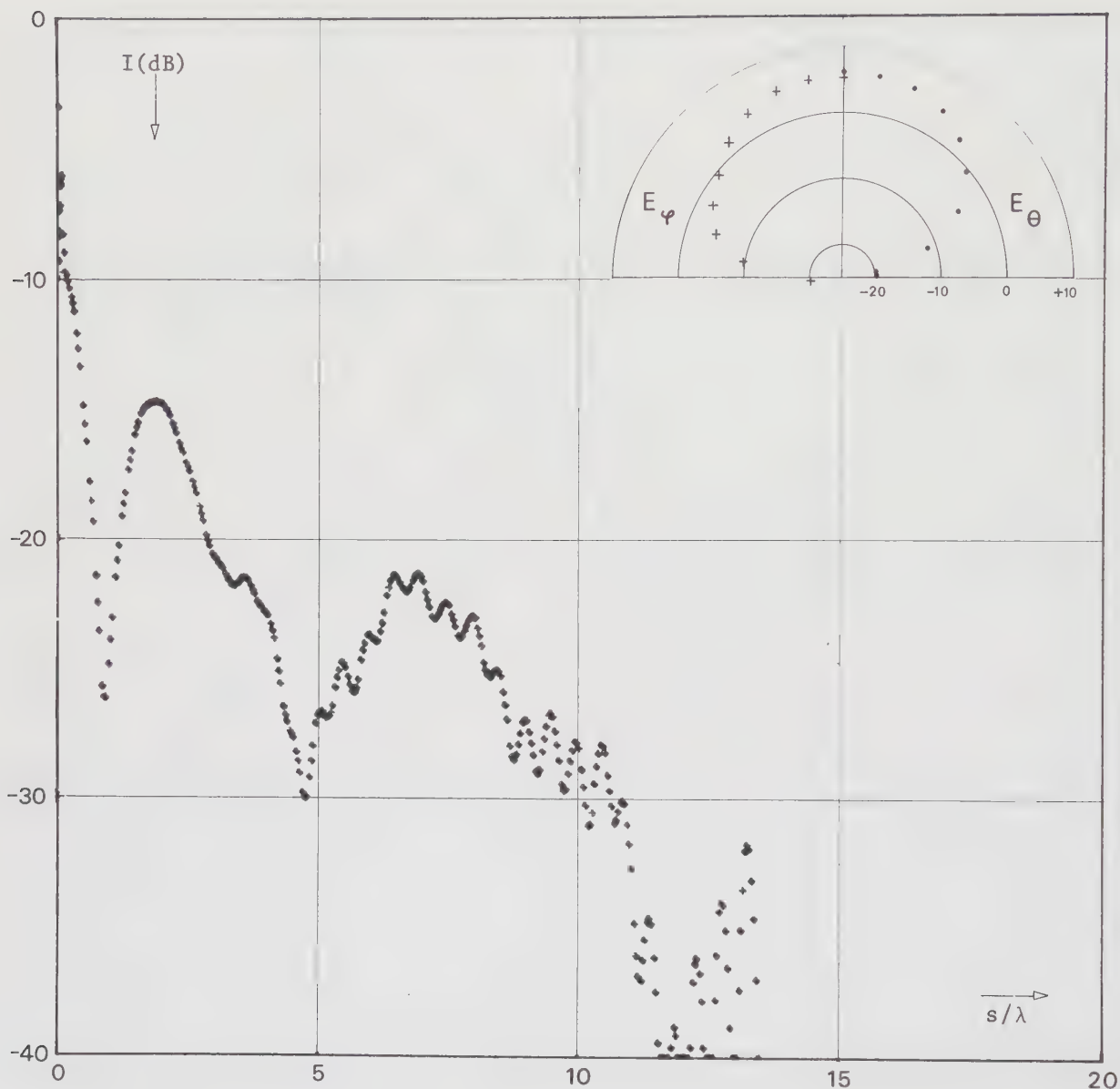
Amplitude théorique du courant I (dB) et phase (rd) calculées en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et directivité linéaire isotrope théorique D (dB) dans un plan de site ($\phi=0$), d'une antenne plane en spirale d'Archimède à deux brins "minces" ($R = 0,025$ cm) placée au dessus d'un plan réflecteur ($d/\lambda = 1/4$), correspondant à $c = 0,0318$ cm(rd) $^{-1}$, $r_o = 0,1$ cm, $L = 45$ cm, de diamètre hors-tout 3,6 cm, et à la fréquence de 9 GHz.

Figure 70



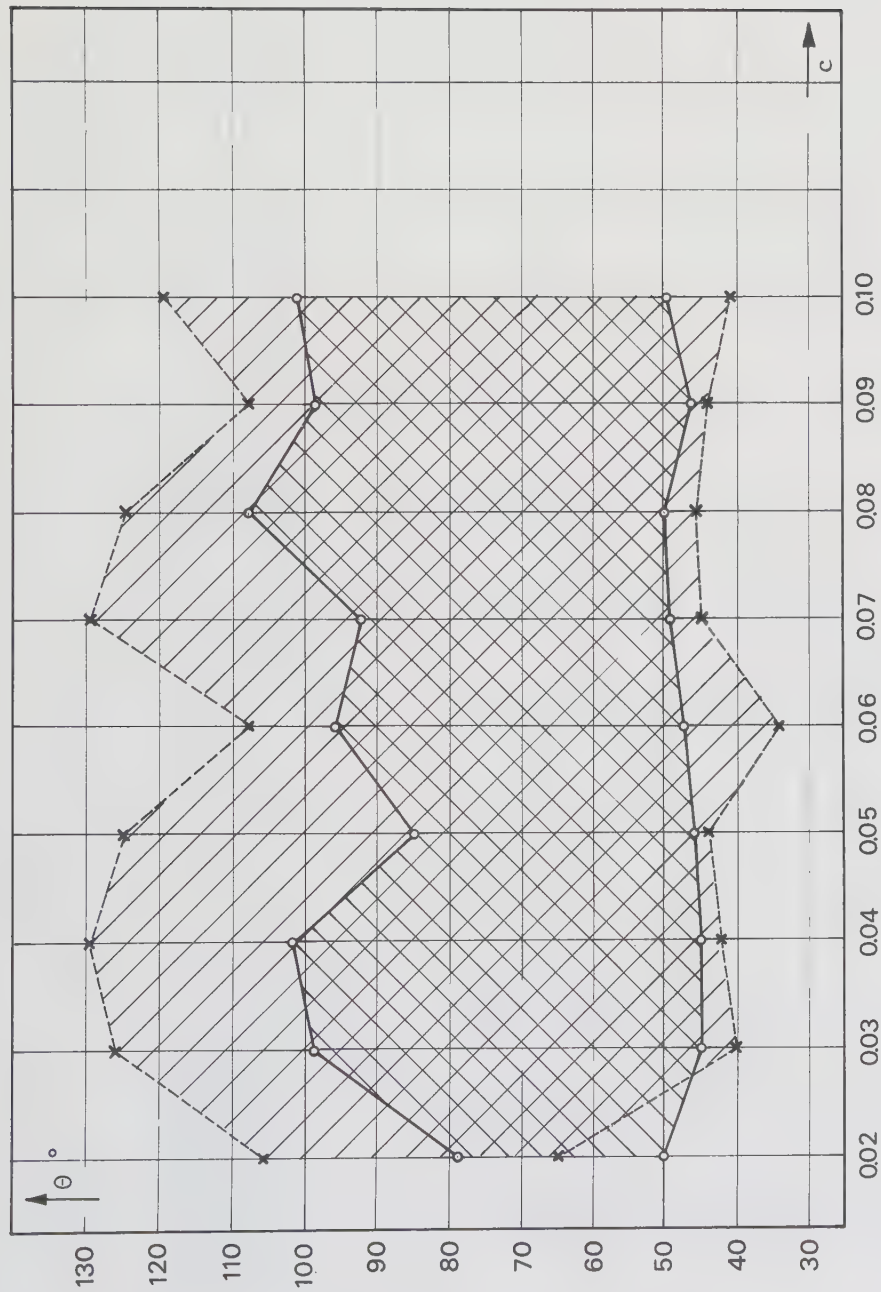
Amplitude théorique du courant I (dB) calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et directivité linéaire isotrope théorique D (dB) dans un plan de site ($\phi = 0$) d'une antenne plane en spirale d'Archimède à deux brins "minces" ($R = 0,05$ cm) placée au dessus d'un plan réflecteur ($d/\lambda = 1/4$), correspondant à $c = 0,0636$ cm(rd) $^{-1}$, $r_o = 0,1$ cm, $L = 45$ cm, de diamètre hors-tout 5 cm, et à la fréquence de 9 GHz.

Figure 71



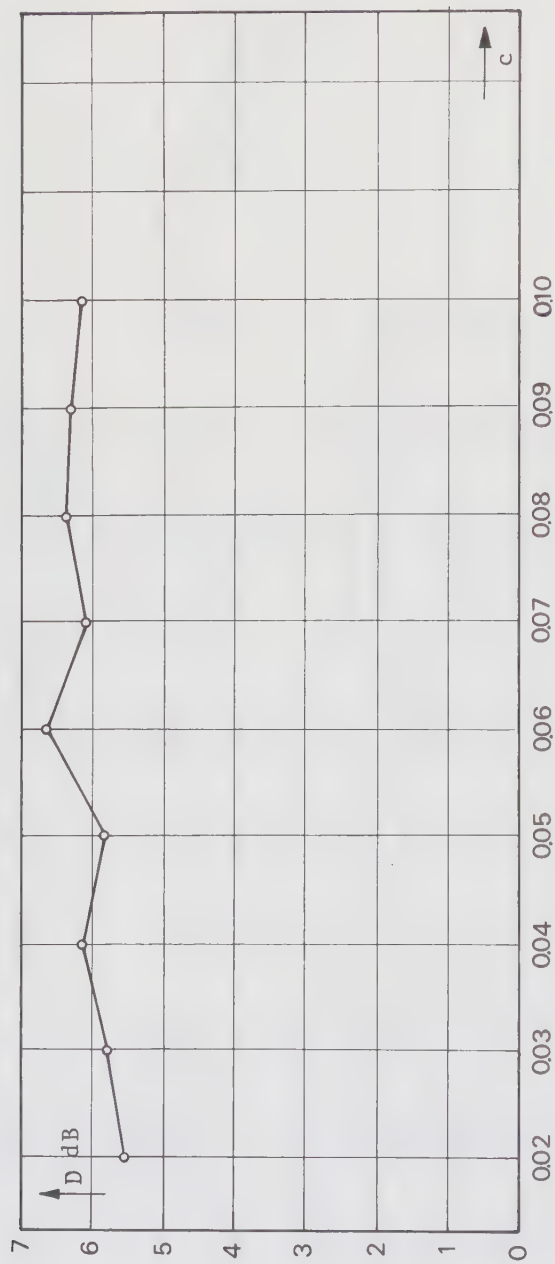
Amplitude théorique du courant $I(\text{dB})$ calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et directivité linéaire isotrope théorique $D(\text{dB})$ dans un plan de site ($\phi = 0$), d'une antenne plane en spirale d'Archimède à deux brins "minces" ($R = 0,0933 \text{ cm}$) placée au dessus d'un plan réflecteur ($d/\lambda = 1/4$), correspondant à $c = 0,1060 \text{ cm}(\text{rd})^{-1}$, $r = 0,1 \text{ cm}$, $L = 45 \text{ cm}$, de diamètre hors-tout 6,5 cm, et à la fréquence de 9°GHz .

Figure 72



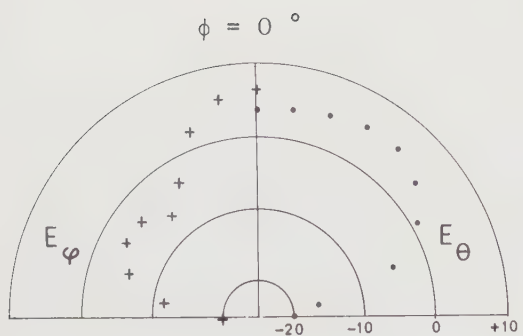
Variations des ouvertures totales (θ°) du lobe principal pour les deux composantes E_θ (—○—) et E_ϕ (---×---) du champ rayonné par une antenne plane en spirale d'Archimède à deux brins "minces", self-complémentaire, placée au-dessus d'un plan réflecteur ($d/\lambda = 1/4$), correspondant à $L = 45$ cm, $r_0 = 0,1$ cm, à la fréquence de 9 GHz, et en fonction de la constante de la spirale c .

Figure 73

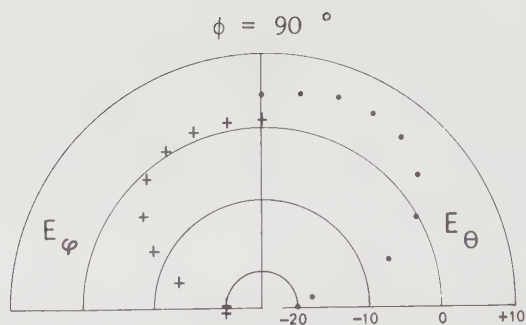


Directivité isotrope linéaire théorique moyenne $D(\text{dB})$ dans la direction de l'axe d'une antenne plane en spirale d'Archimède à deux brins "minces", self-complémentaire, placée au-dessus d'un plan réflecteur ($d/\lambda = 1/4$), correspondant à $L = 45 \text{ cm}$, $r = 0,1 \text{ cm}$, à la fréquence de 9 GHz , et en fonction de la constante de la spirale c .

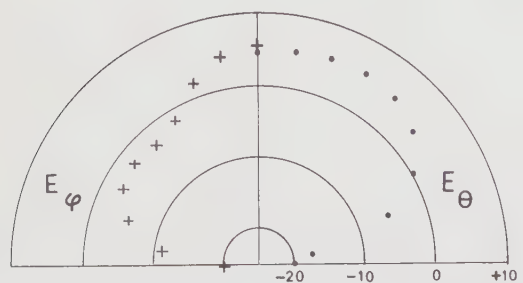
Figure 74



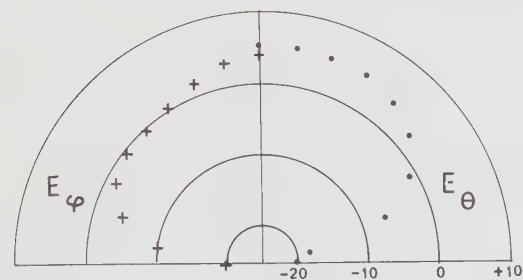
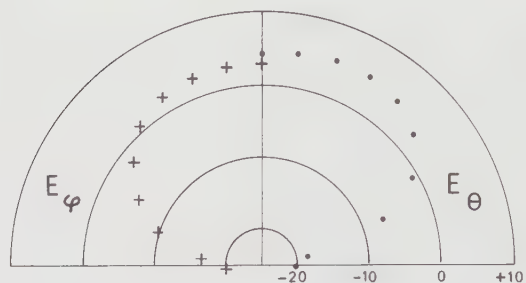
$$\frac{d}{\lambda}$$



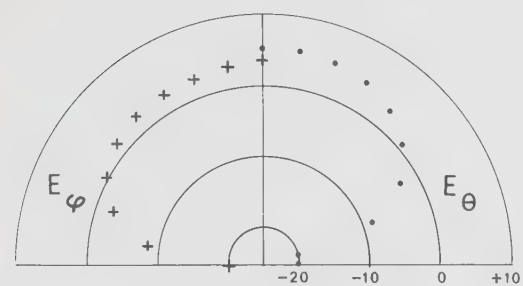
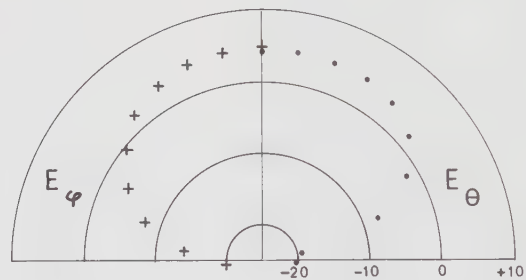
$$\frac{1}{16}$$



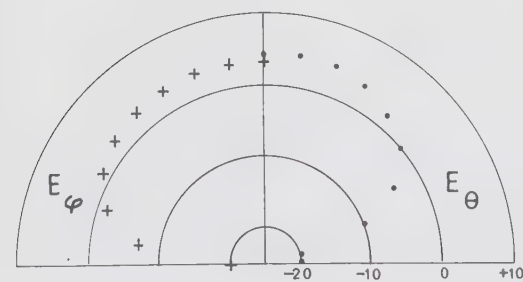
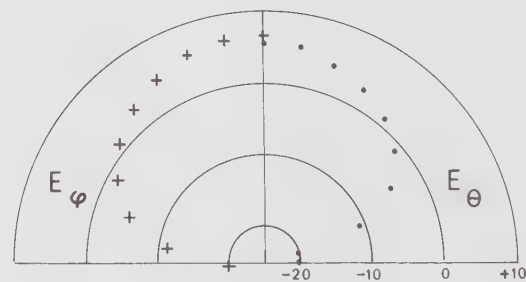
$$\frac{3}{32}$$



$$\frac{1}{8}$$

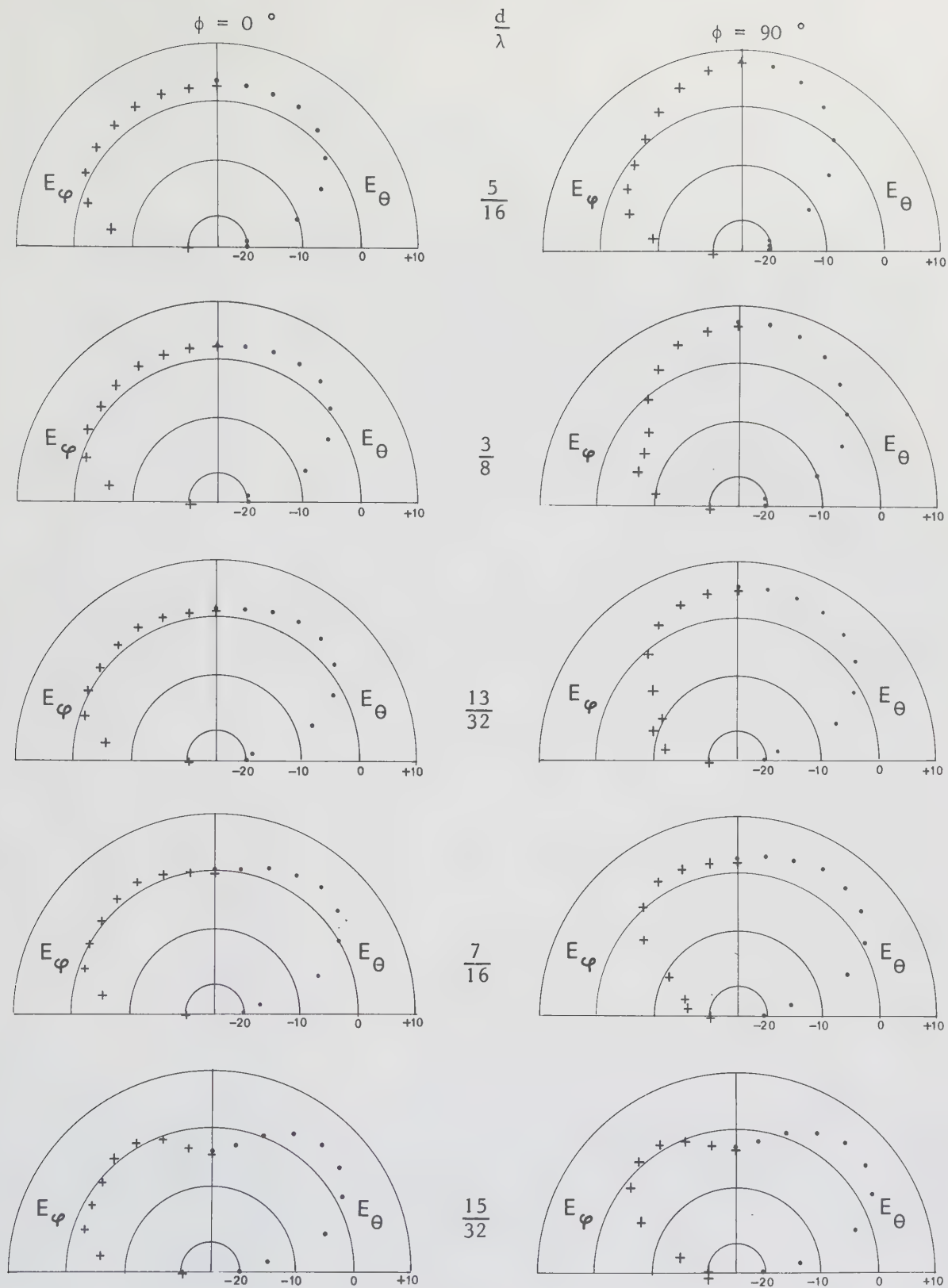


$$\frac{3}{16}$$



$$\frac{1}{4}$$





Directivité linéaire isotrope théorique (dB) dans deux plans de site ($\phi = 0$ et $\phi = 90^\circ$), d'une antenne plane en spirale d'Archimède à deux brins "minces" ($R = 0,0417$ cm), placée au-dessus d'un plan réflecteur, correspondant à $c = 0,053$ cm(rd) $^{-1}$, $r = 0,1$ cm, $L = 45$ cm, de diamètre hors-tout 4,5 cm, à la fréquence de 9 GHz, et pour diverses valeurs de la distance au plan.

Figure 75

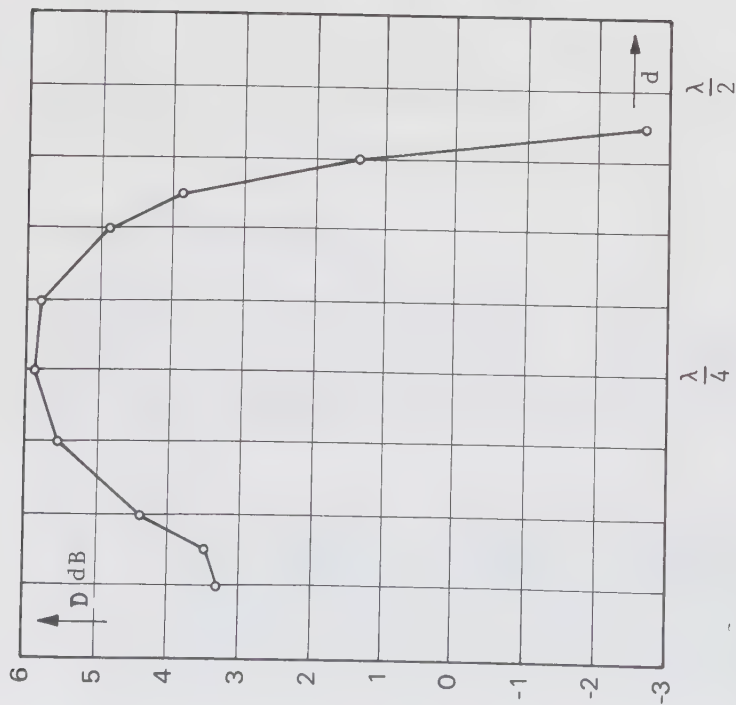


Figure 76
 Directivité isotrope linéaire théorique moyenne D (dB) dans la direction de l'axe d'une antenne plane en spirale d'Archimède à deux brins "minces" ($R = 0,0417$ cm) placée au-dessus d'un plan réflecteur, correspondant à $c = 0,053$ cm (rd)⁻¹, $L = 45$ cm, $r_0 = 0,1$ cm, le diamètre hors-tout 4,5 cm, à la fréquence de 9 GHz, et en fonction de la distance au plan.

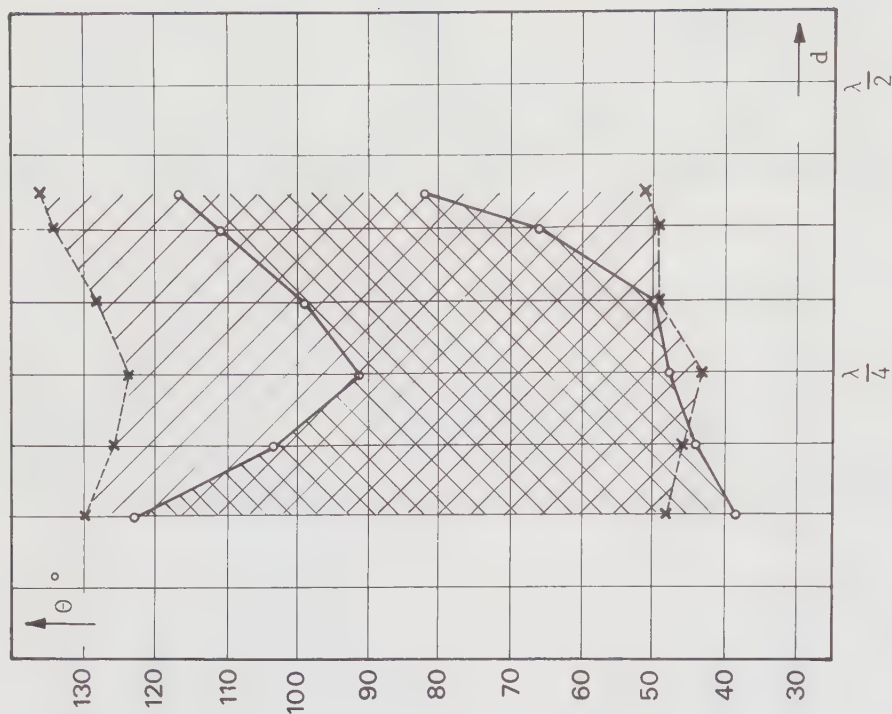
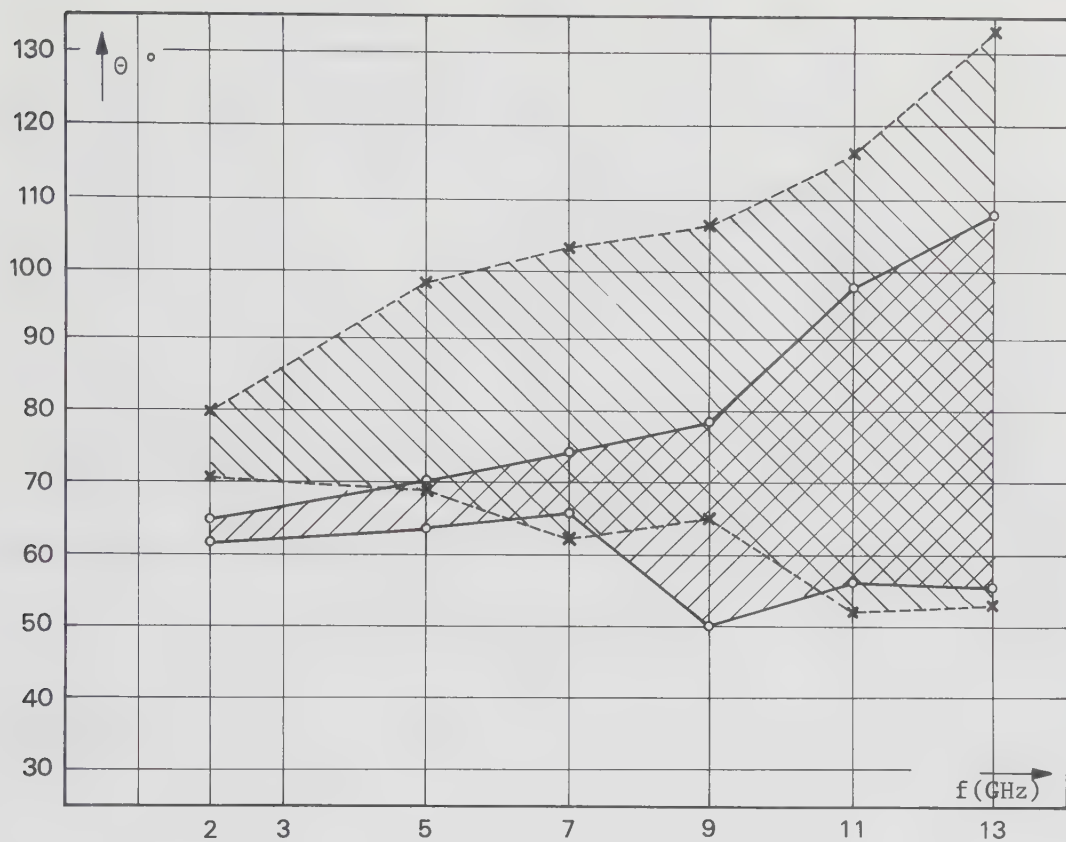
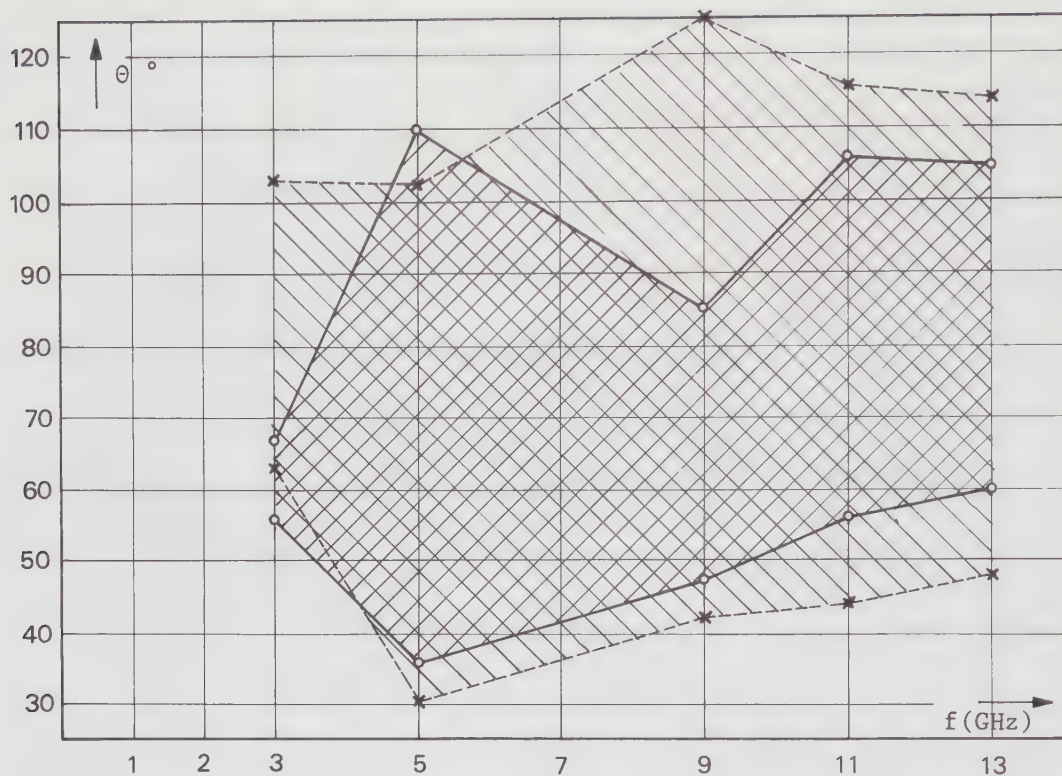


Figure 77
 Variations des ouvertures totales (θ °) du lobe principal pour les deux composantes E_θ (—○—) et E_ϕ (---×---) du champ rayonné par une antenne plane en spirale d'Archimède à deux brins "minces" ($R = 0,0417$ cm) placée au-dessus d'un plan réflecteur, correspondant à $c = 0,053$ cm (rd)⁻¹, $L = 45$ cm, $r_0 = 0,1$ cm, de diamètre hors-tout 4,5 cm, à la fréquence de 9 GHz, et en fonction de la distance au plan.



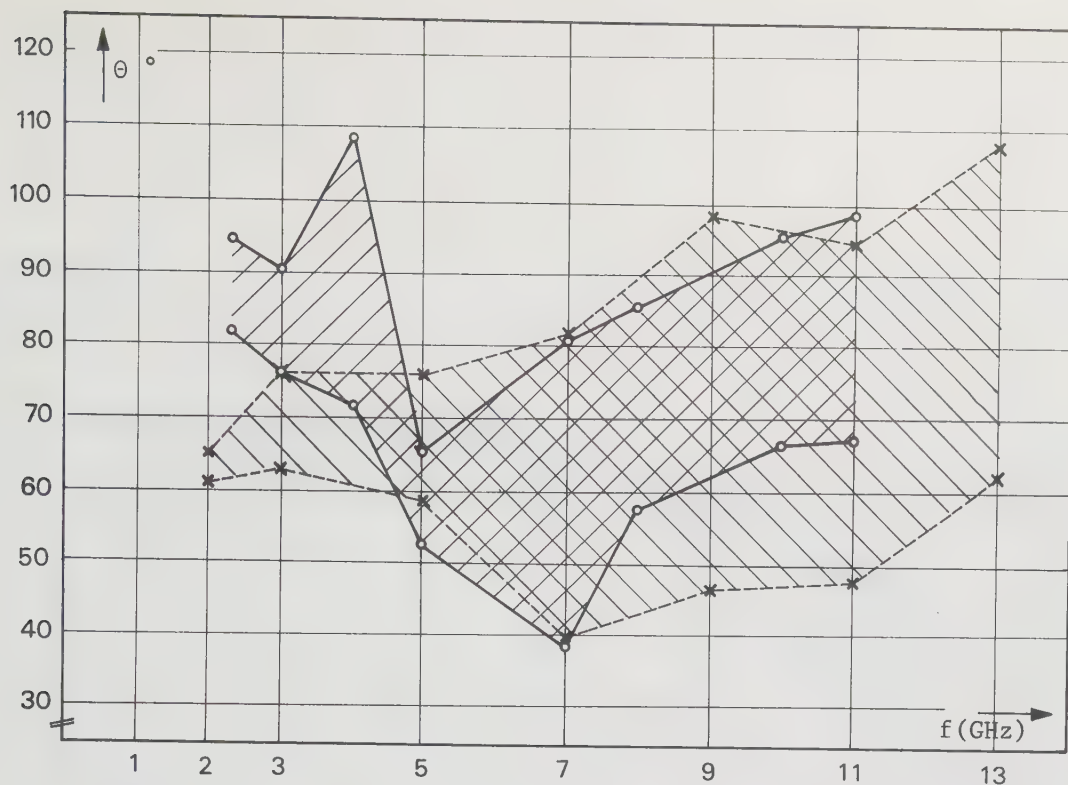
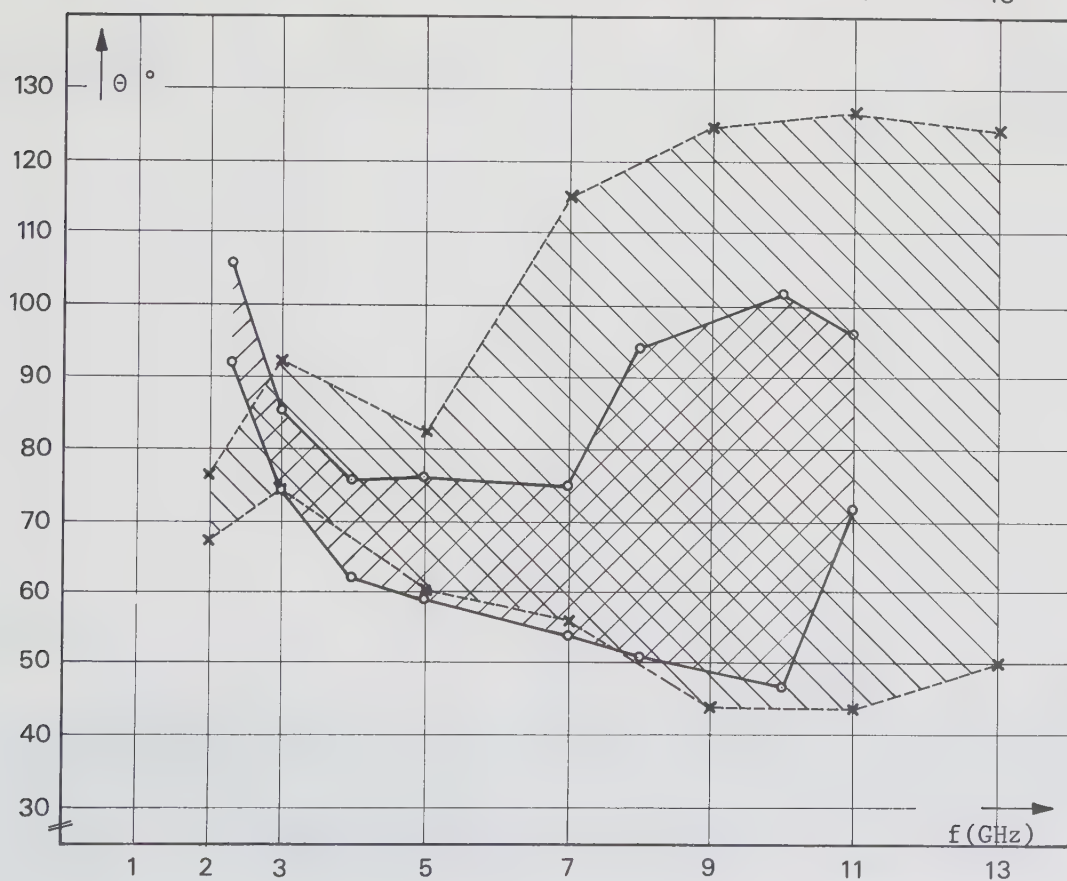
Variations des ouvertures totales (θ °) du lobe principal pour les deux composantes E_θ (—○—) et E_ϕ (---*) du champ rayonné par une antenne plane en spirale d'Archimède à deux brins "minces" ($R = 0,0167$ cm) placée au-dessus d'un plan réflecteur ($d = 0,81$ cm), correspondant à $c = 0,0212 \text{ cm}(\text{rd})^{-1}$, $L = 117$ cm, $r_0 = 0,1$ cm, de diamètre hors-tout 4,5 cm, et en fonction de la fréquence.

Figure 78



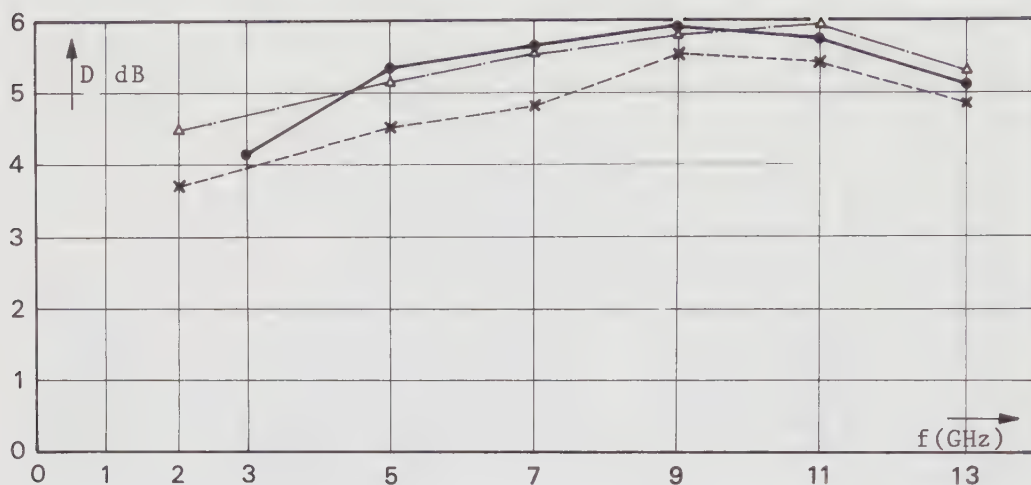
Variations des ouvertures totales (θ°) du lobe principal pour les deux composantes E_θ (—○—) et E_ϕ (---*---) du champ rayonné par une antenne plane en spirale d'Archimède à deux brins "minces" ($R = 0,0417$ cm) placée au-dessus d'un plan réflecteur ($d = 0,81$ cm), correspondant à $c = 0,053$ cm (rd) $^{-1}$, $L = 117$ cm, $r_0 = 0,1$ cm, de diamètre hors-tout 7 cm, et en fonction de la fréquence.

Figure 79


 E_{θ}

 E_{ϕ}

Comparaison, en fonction de la fréquence et pour les deux composantes du champ rayonné, des ouvertures totales (θ °) du lobe principal d'une antenne plane en spirale d'Archimède à deux brins "minces" ($R = 0,025$ cm), correspondant à $c = 0,0318$ cm (rd) $^{-1}$, $L = 117$ cm, $r_0 = 0,1$ cm, de diamètre hors-tout 5,5 cm, - placée au-dessus d'un plan réflecteur ($d = 0,81$ cm) - (théorie) - (-x-), - placée sur une cavité de profondeur $d = 0,81$ cm - (expérience) - (o-).

Figure 80



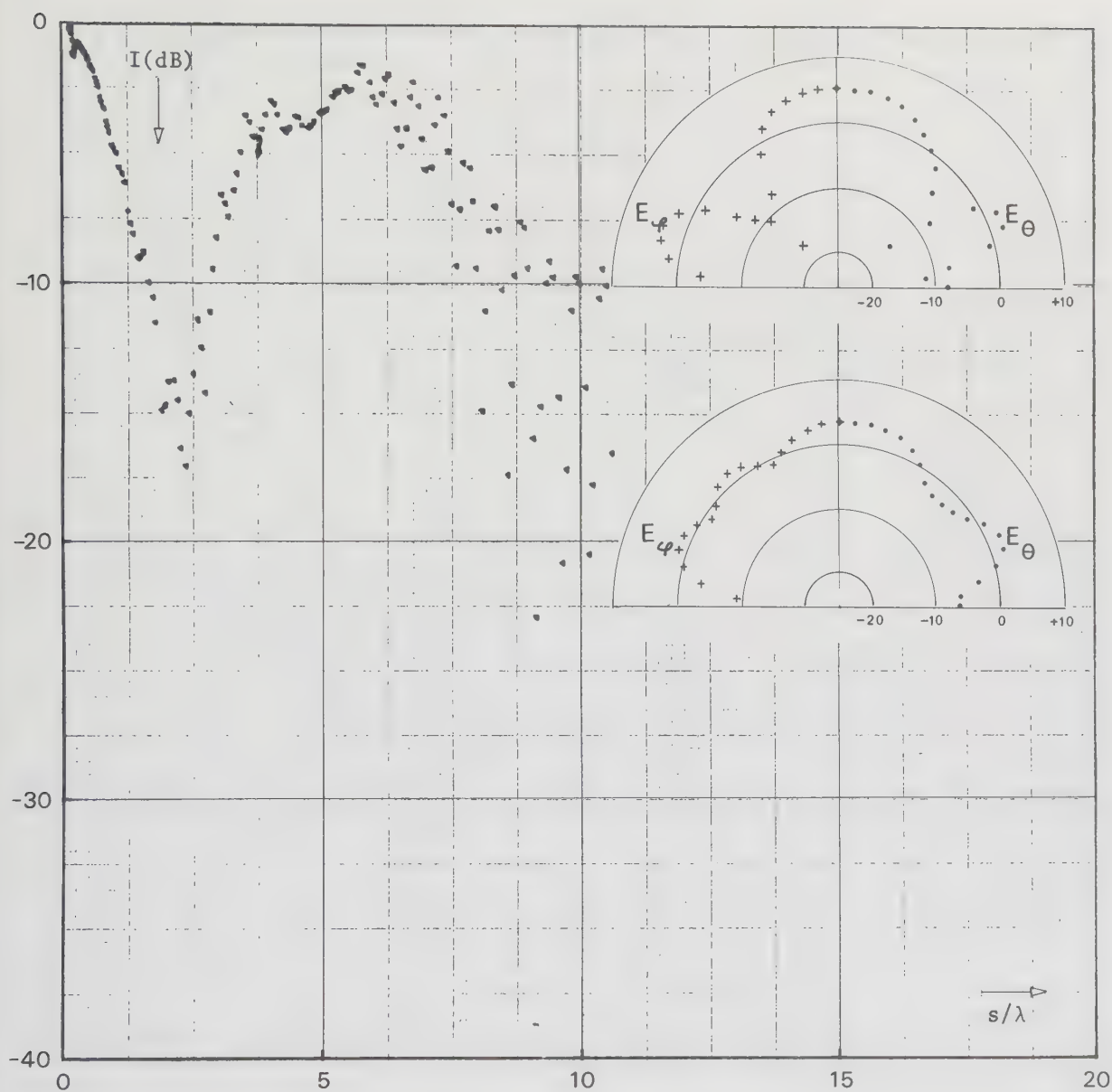
Comparaison , en fonction de la fréquence, des directivités isotropes linéaires théoriques moyennes (dB), dans la direction de l'axe d'antennes planes en spirale d'Archimède à deux brins "minces" placées au-dessus d'un plan réflecteur ($d = 0,81$ cm), correspondant à $L = 117$ cm, $r_o = 0,1$ cm,

$c = 0,0212$ cm(rd)⁻¹, $R = 0,0167$ cm, diamètre hors-tout 4,5 cm, (× × ×),

$c = 0,0318$ cm(rd)⁻¹, $R = 0,0250$ cm, diamètre hors-tout 5,5 cm, (• • •),

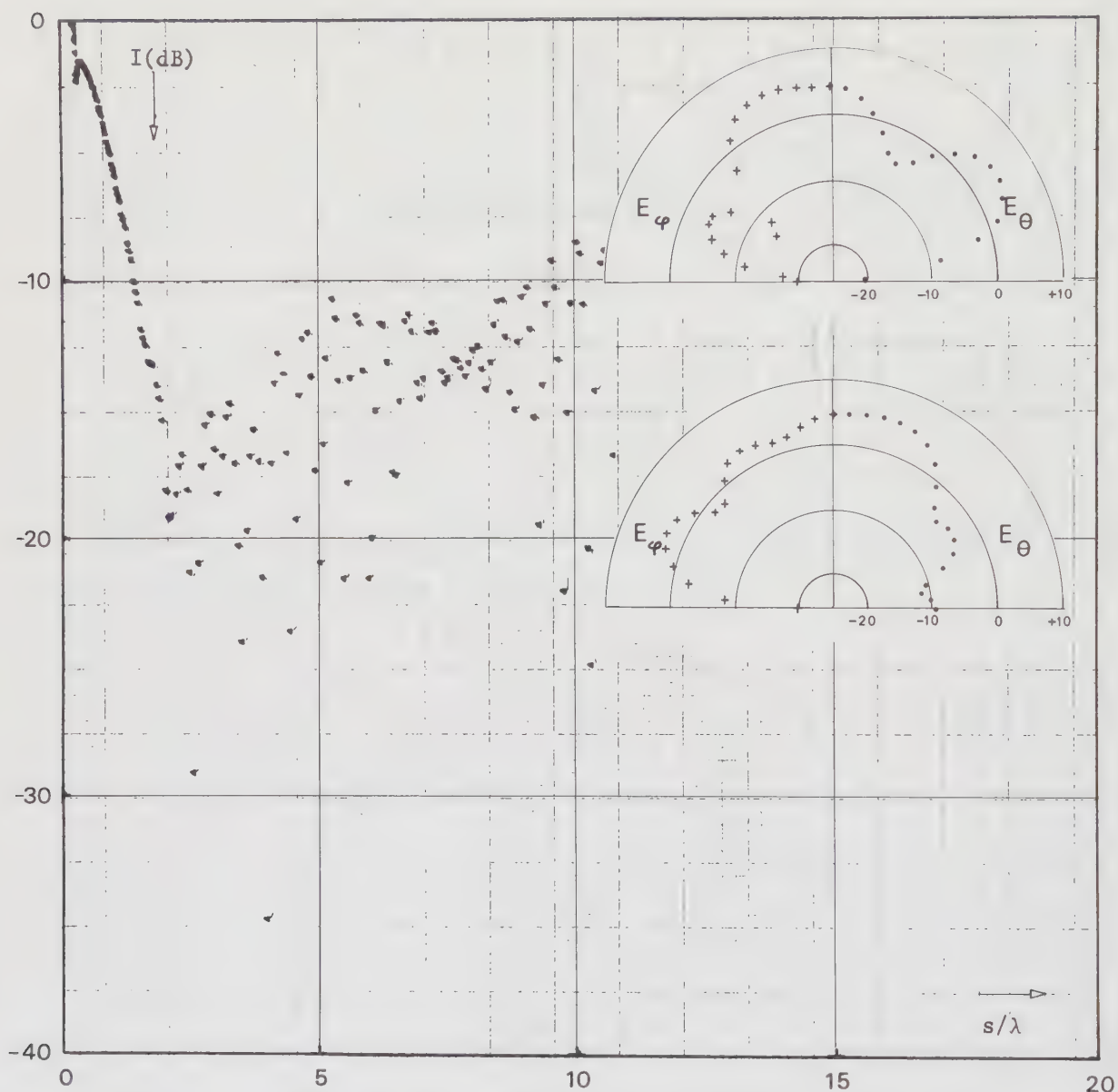
$c = 0,0530$ cm(rd)⁻¹, $R = 0,0417$ cm, diamètre hors-tout 7 cm, (▲ ▲ ▲).

Figure 81



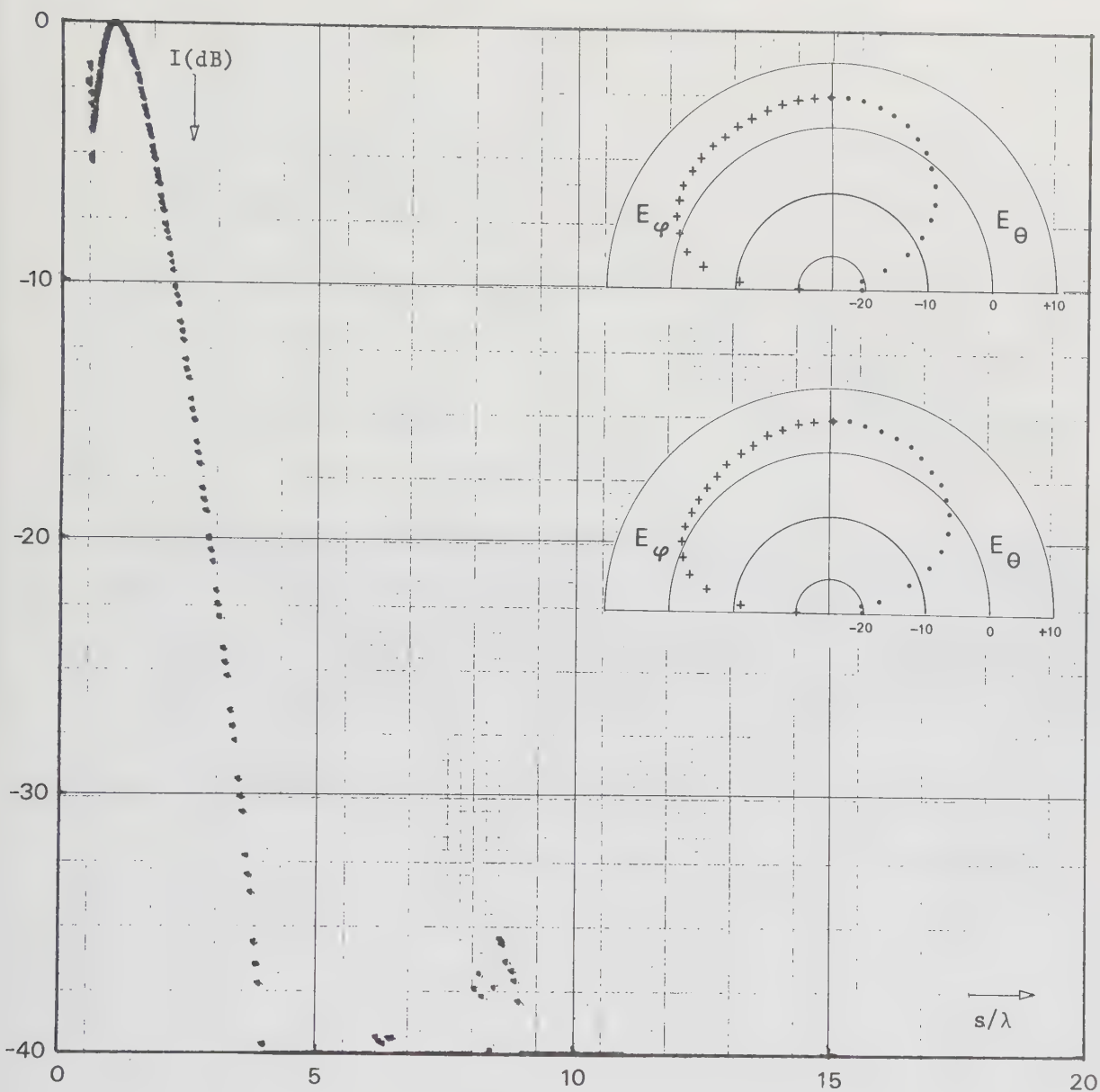
Amplitude théorique du courant (dB) calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ), et directivité linéaire isotrope D (dB) dans deux plans de site ($\phi=0$ et $\phi=15^\circ$), d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais" ($\delta=30^\circ$), placée au-dessus d'un plan réflecteur ($d=0$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\theta = 45^\circ$, $\mu=82^\circ 5$, $L = 35$ cm, $r_o = 0,075$ cm, de diamètre hors-tout 6,5 cm, et à la fréquence de 9 GHz.

Figure 82



Amplitude théorique du courant (dB) calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ), et directivité linéaire isotrope $D(\text{dB})$ dans deux plans de site ($\phi = 0$ et $\phi = 15^\circ$), d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), placée au-dessus d'un plan réflecteur ($d = 0$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\theta_0 = 45^\circ$, $\mu = 85^\circ$, $L = 35$ cm, $r_0 = 0,075$ cm, de diamètre hors-tout 4,5 cm, et à la fréquence de 9 GHz.

Figure 83

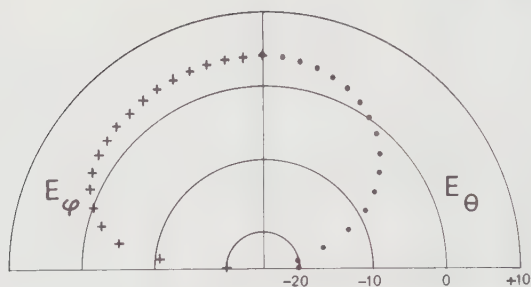


Amplitude théorique du courant (dB) calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ), et directivité linéaire isotrope $D(\text{dB})$ dans deux plans de site ($\phi = 0$ et $\phi = 15^\circ$), d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), placée au-dessus d'un plan réflecteur ($d = 0$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\theta_0 = 45^\circ$, $\mu = 87^\circ 5$, $L = 35$ cm, $r_0 = 0,075$ cm, de diamètre hors-tout 2,5 cm, et à la fréquence de 9 GHz.

Figure 84



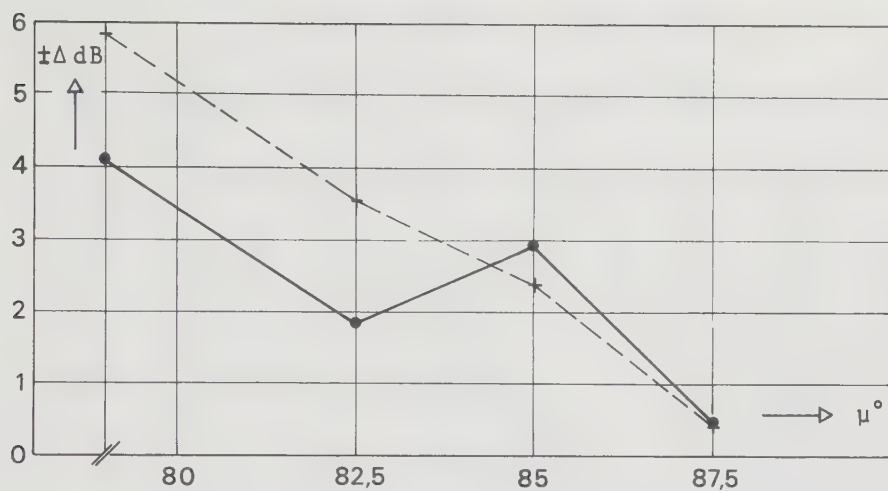
Courant coupé à -30 dB



Courant non coupé

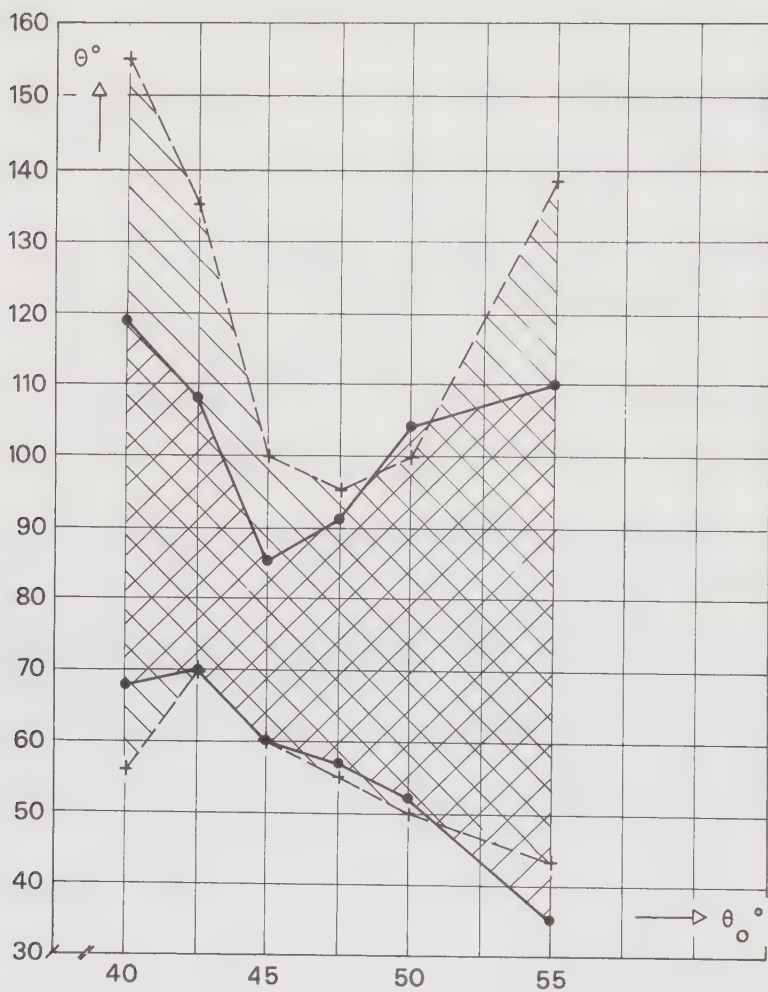
Influence théorique des remontées de courant (zones secondaires de rayonnement) sur les diagrammes (dB) en site ($\phi=0$) des composantes E_θ et E_ϕ du champ rayonné par une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), placée au dessus d'un plan réflecteur ($d = 0$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\theta_0 = 45^\circ$, $\mu = 87,5^\circ$, $L = 35$ cm, $r_0 = 0,075$ cm, de diamètre hors-tout 2,5 cm, et à la fréquence de 9 GHz.

Figure 85



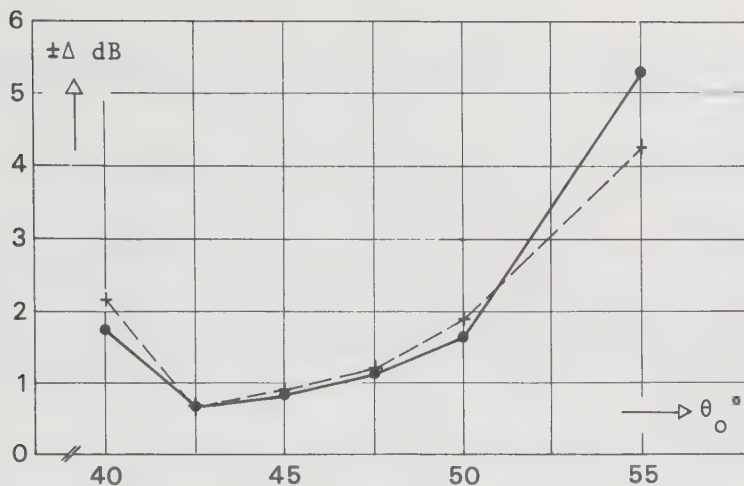
Variations maximales ($\pm\Delta$ dB) de l'amplitude des deux composantes E_θ (—●—) et E_ϕ (---+---) du champ rayonné dans les directions $\theta = 30^\circ$, par une antenne $_\phi$ conique équiangulaire à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\theta_o = 45^\circ$, $L = 40$ cm, $r_o = 0,075$ cm, à la fréquence de 7,5 GHz, et en fonction de l'angle d'enroulement μ .

Figure 86



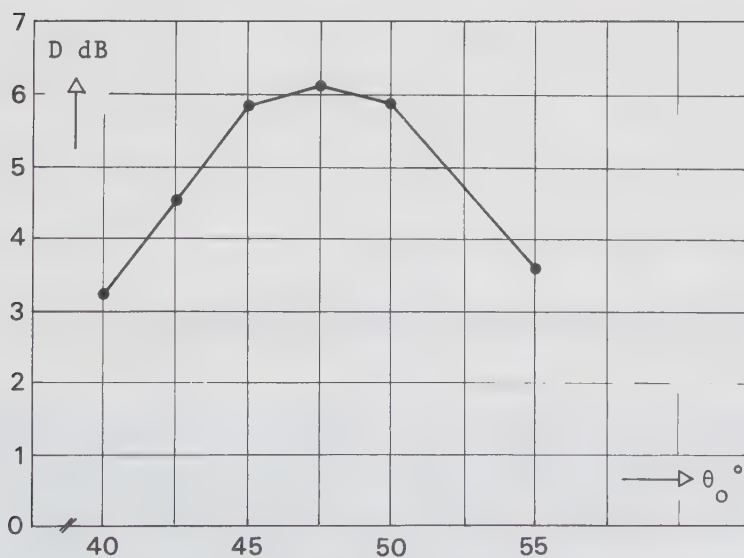
Variations des ouvertures totales (θ°) du lobe principal pour les deux composantes E_θ (—●—) et E_ϕ (---+---) du champ rayonné par une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), placée au dessus d'un plan conducteur ($d = 0$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\mu = 87^\circ 5$, $L = 40$ cm, $r_0 = 0,15$ cm, à la fréquence de 9 GHz, et pour diverses valeurs du demi-angle au sommet du cône.

Figure 87



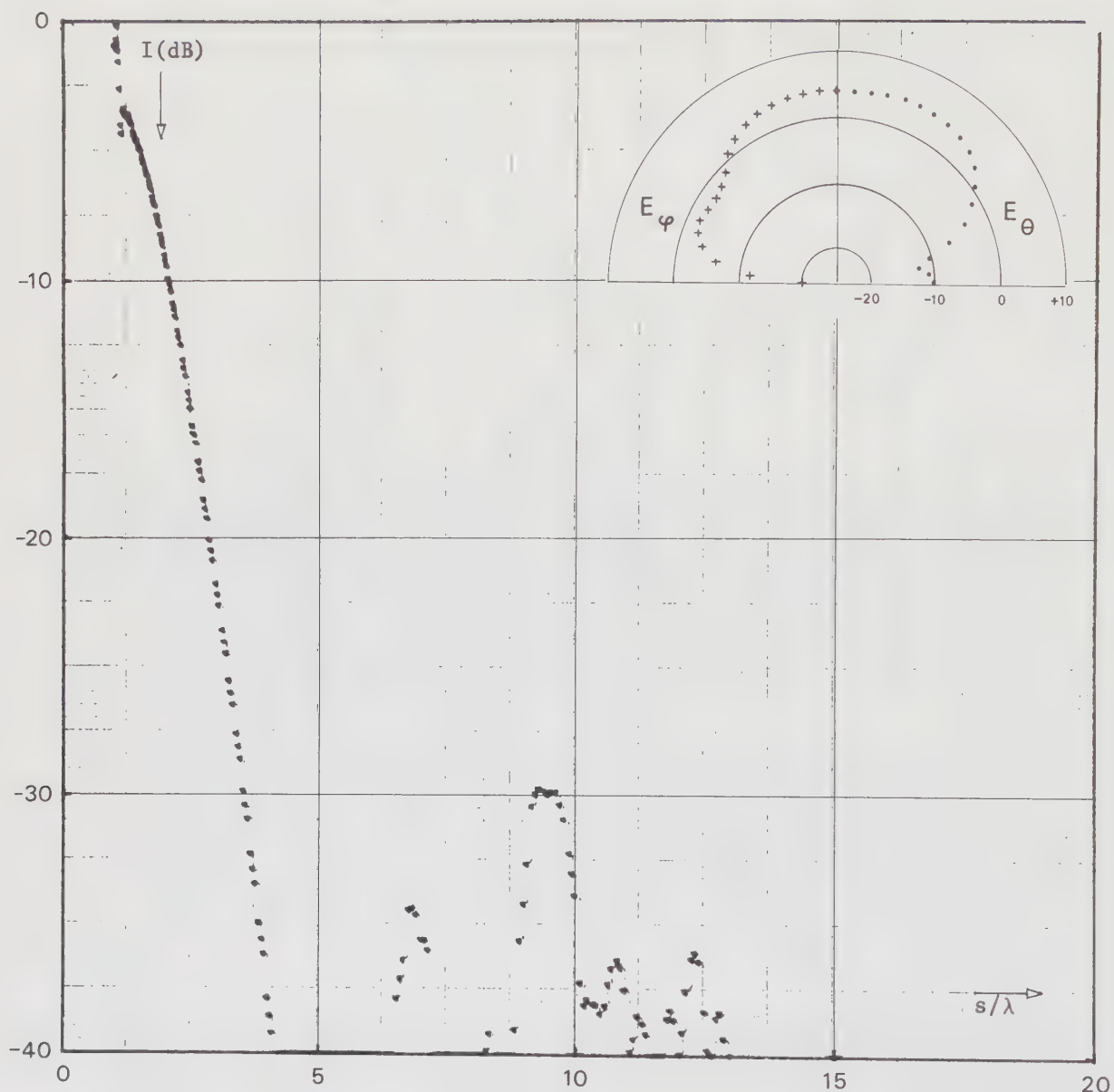
Variations maximales ($\pm \Delta$ dB) de l'amplitude des deux composantes E_θ (—●—) et E_ϕ (-+-) du champ rayonné dans les directions $\theta = 30^\circ$, par une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), placée au dessus d'un plan conducteur ($d = 0$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\mu = 87,5^\circ$, $L = 40$ cm, $r_0 = 0,15$ cm, à la fréquence de 9 GHz, et pour diverses valeurs du demi-angle au sommet du cône.

Figure 88



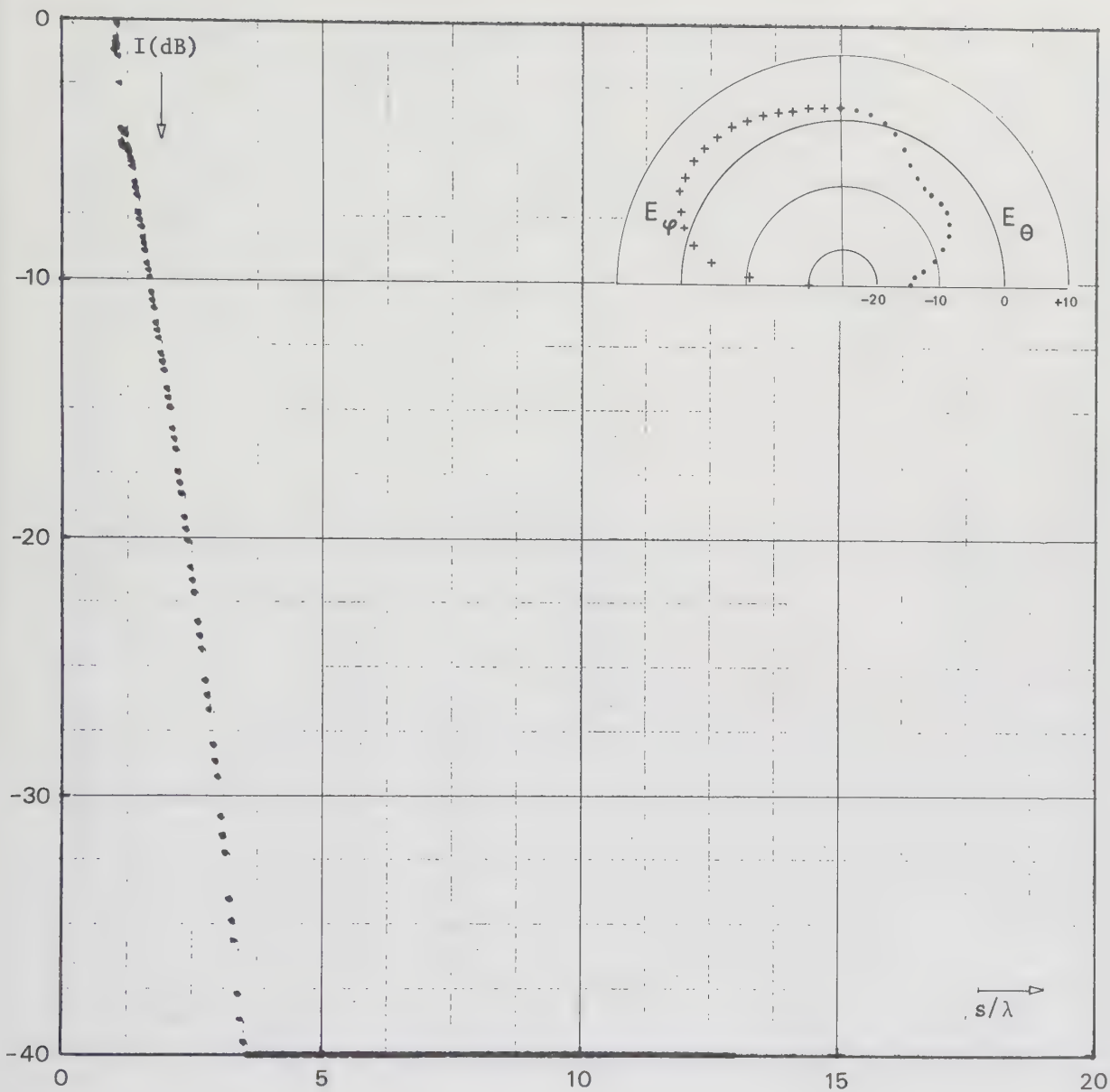
Directivité isotrope linéaire théorique D (dB) dans la direction de l'axe d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), placée au dessus d'un plan conducteur ($d = 0$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\mu = 87,5^\circ$, $L = 40$ cm, $r_0 = 0,15$ cm, à la fréquence de 9 GHz, et pour diverses valeurs du demi-angle au sommet du cône.

Figure 89



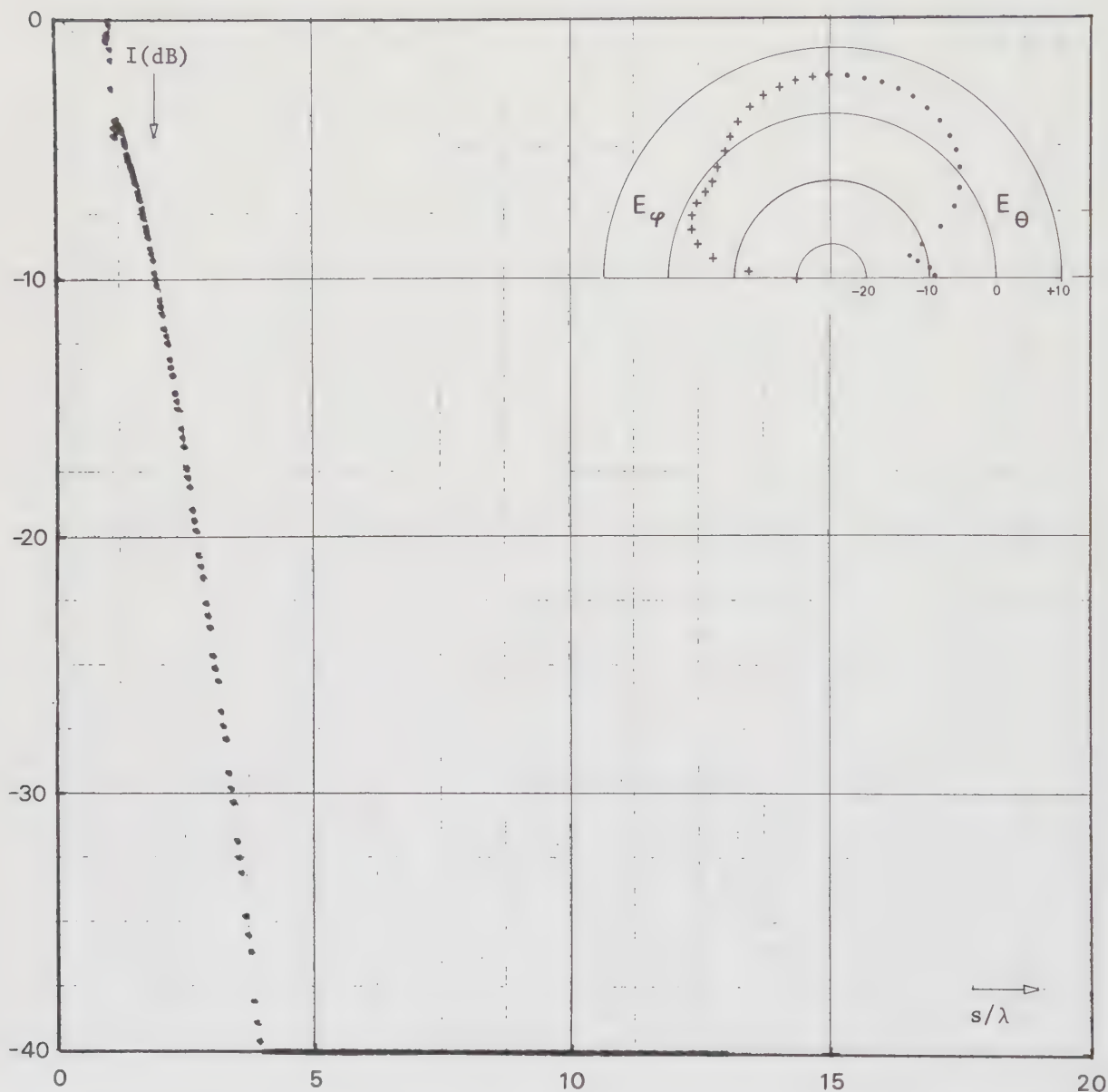
Amplitude théorique du courant (dB) calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et directivité linéaire isotrope D (dB) dans un plan de site ($\phi = 0$), d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), placée au dessus d'un plan réflecteur ($d = 0$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\theta_0 = 40^\circ$, $\mu = 87,5^\circ$, $L = 40$ cm, $r_0 = 0,15$ cm, de diamètre hors-tout de 2,8 cm, et à la fréquence de 9 GHz.

Figure 90



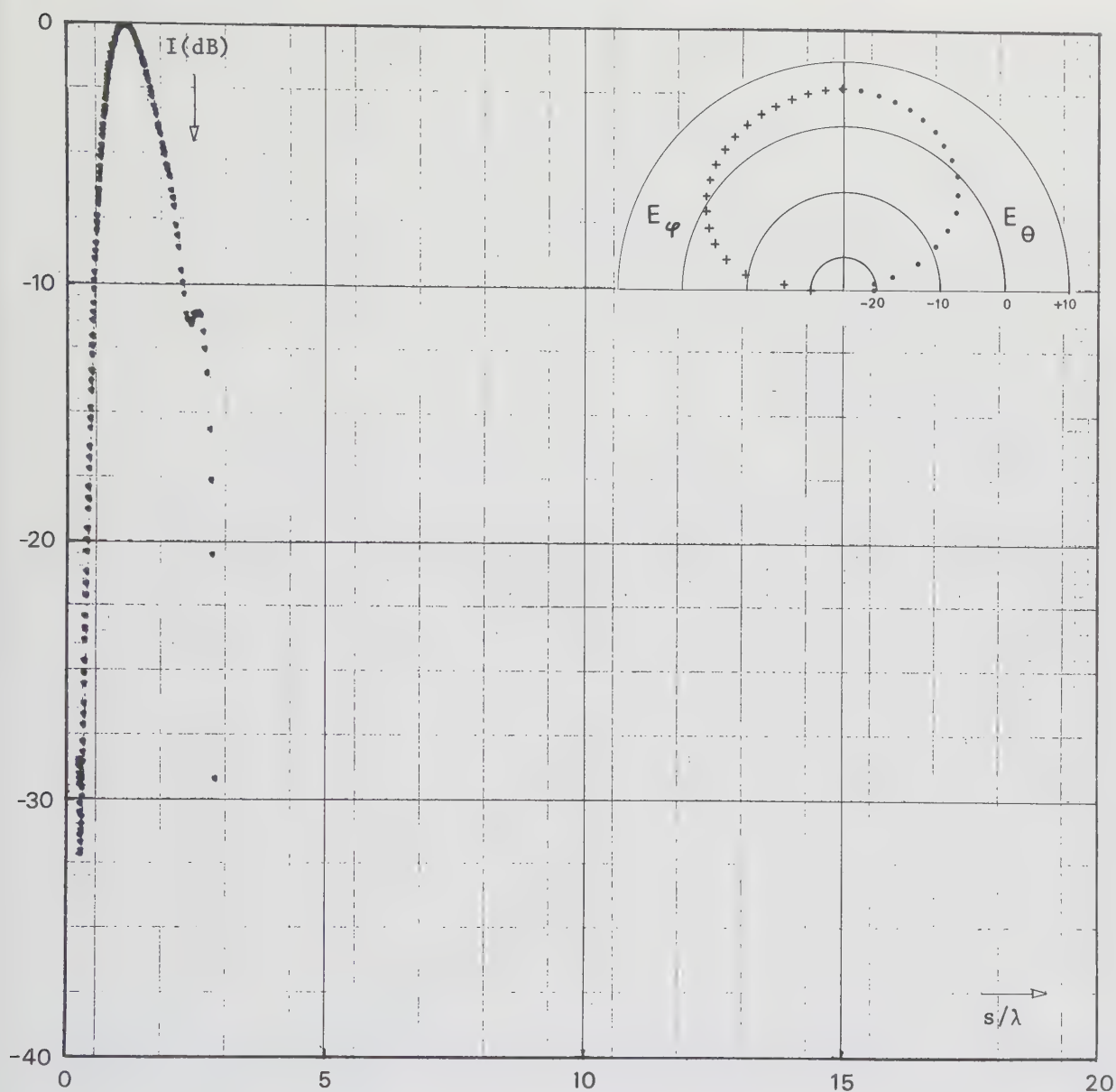
Amplitude théorique du courant (dB) calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et directivité linéaire isotrope D (dB) dans un plan de site ($\phi = 0$), d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), placée au dessus d'un plan réflecteur ($d = 0$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\theta_0 = 55^\circ$, $\mu = 87,5^\circ$, $L = 40$ cm, $r_0 = 0,15$ cm, de diamètre hors-tout de 3,5 cm, et à la fréquence de 9 GHz.

Figure 91



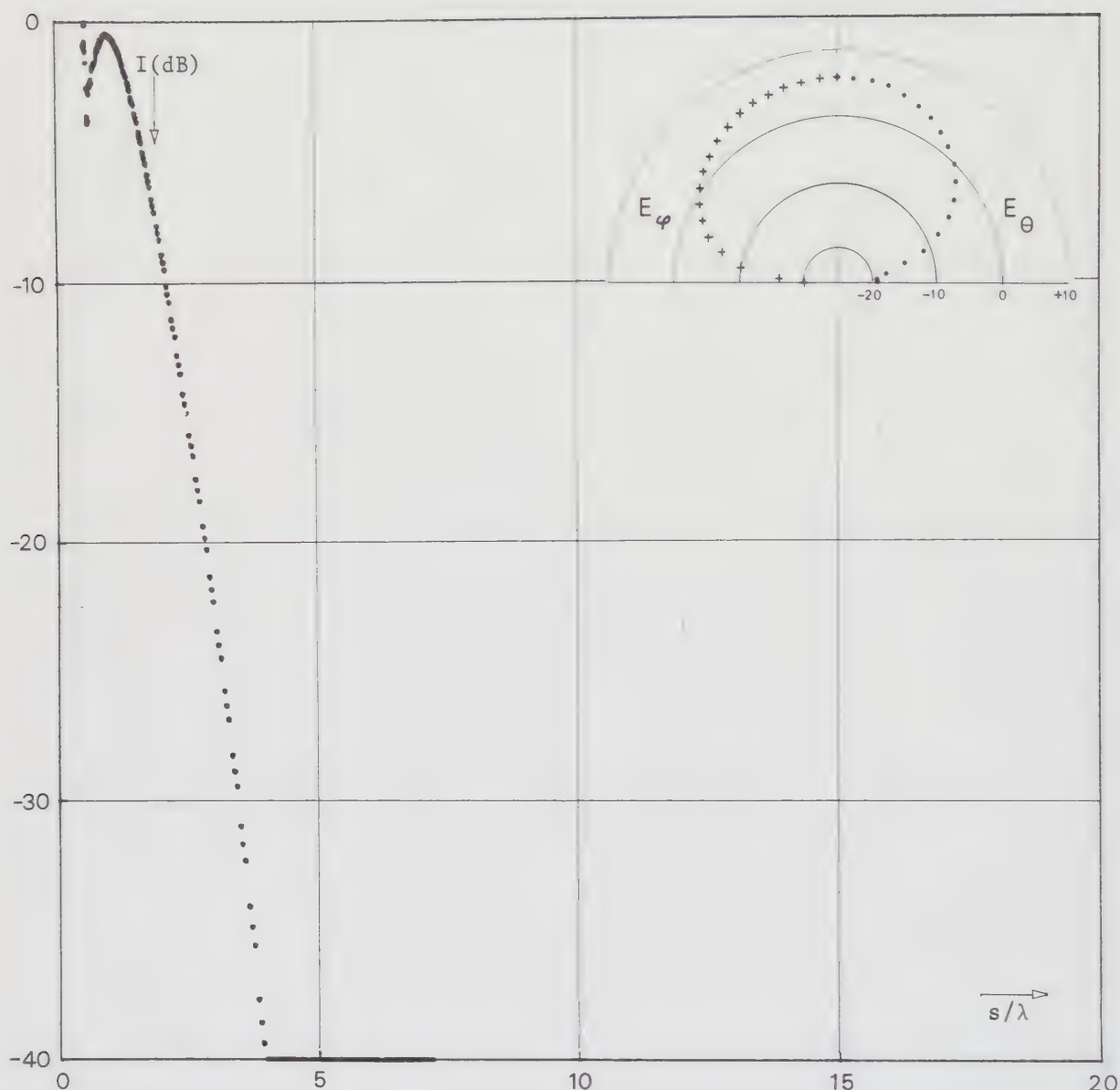
Amplitude théorique du courant (dB) calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ), et directivité linéaire isotrope D (dB) dans un plan de site ($\phi = 0$), d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), placée au dessus d'un plan réflecteur ($d = 0$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\theta_0 = 45^\circ$, $\mu = 87,5^\circ$, $L = 40$ cm, $r_0 = 0,15$ cm, de diamètre hors-tout de 3 cm, et à la fréquence de 9 GHz.

Figure 92



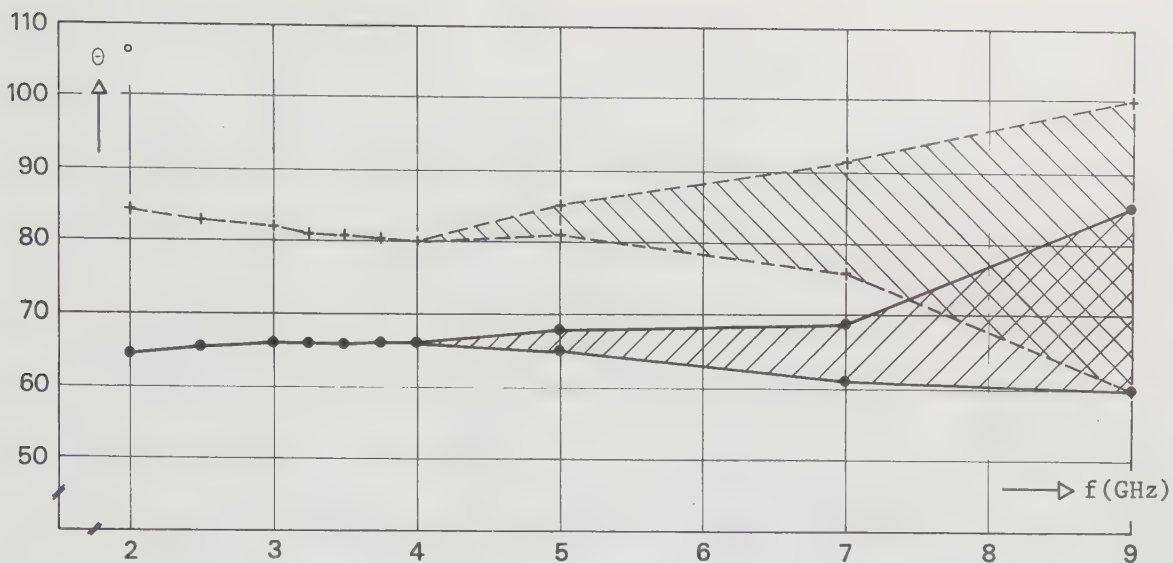
Amplitude théorique du courant (dB) calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ), et directivité linéaire isotrope $D(\text{dB})$ dans un plan de site ($\phi = 0$), d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), placée au dessus d'un plan réflecteur ($d = 0$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\theta_0 = 45^\circ$, $\mu = 87,5^\circ$, $L = 40$ cm, $r_0 = 0,15$ cm, de diamètre hors-tout de 3 cm et à la fréquence de 2 GHz.

Figure 93



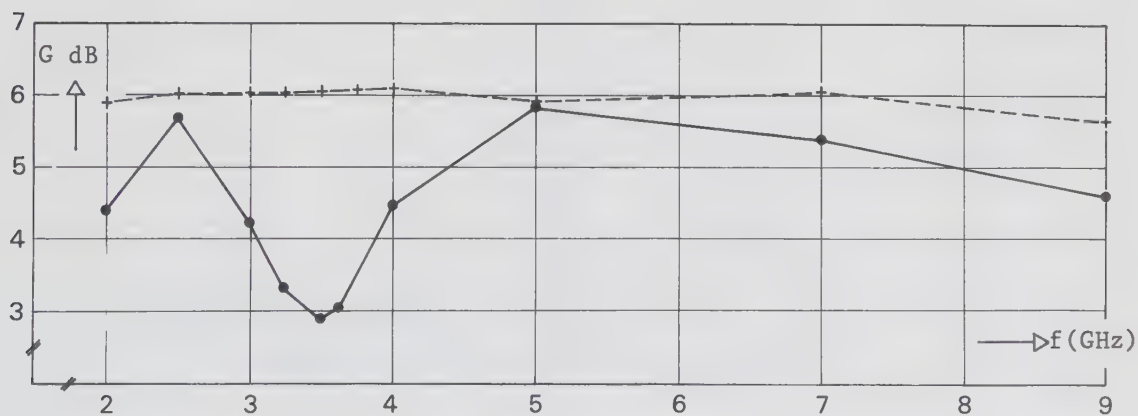
Amplitude théorique du courant (dB) calculée en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et directivité linéaire isotrope D (dB) dans un plan de site ($\phi = 0$), d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), placée au dessus d'un plan réflecteur ($d = 0$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\theta_0 = 45^\circ$, $\mu = 87,5^\circ$, $L = 40$ cm, $r_0 = 0,15$ cm, de diamètre hors-tout de 3 cm et à la fréquence de 5 GHz.

Figure 94



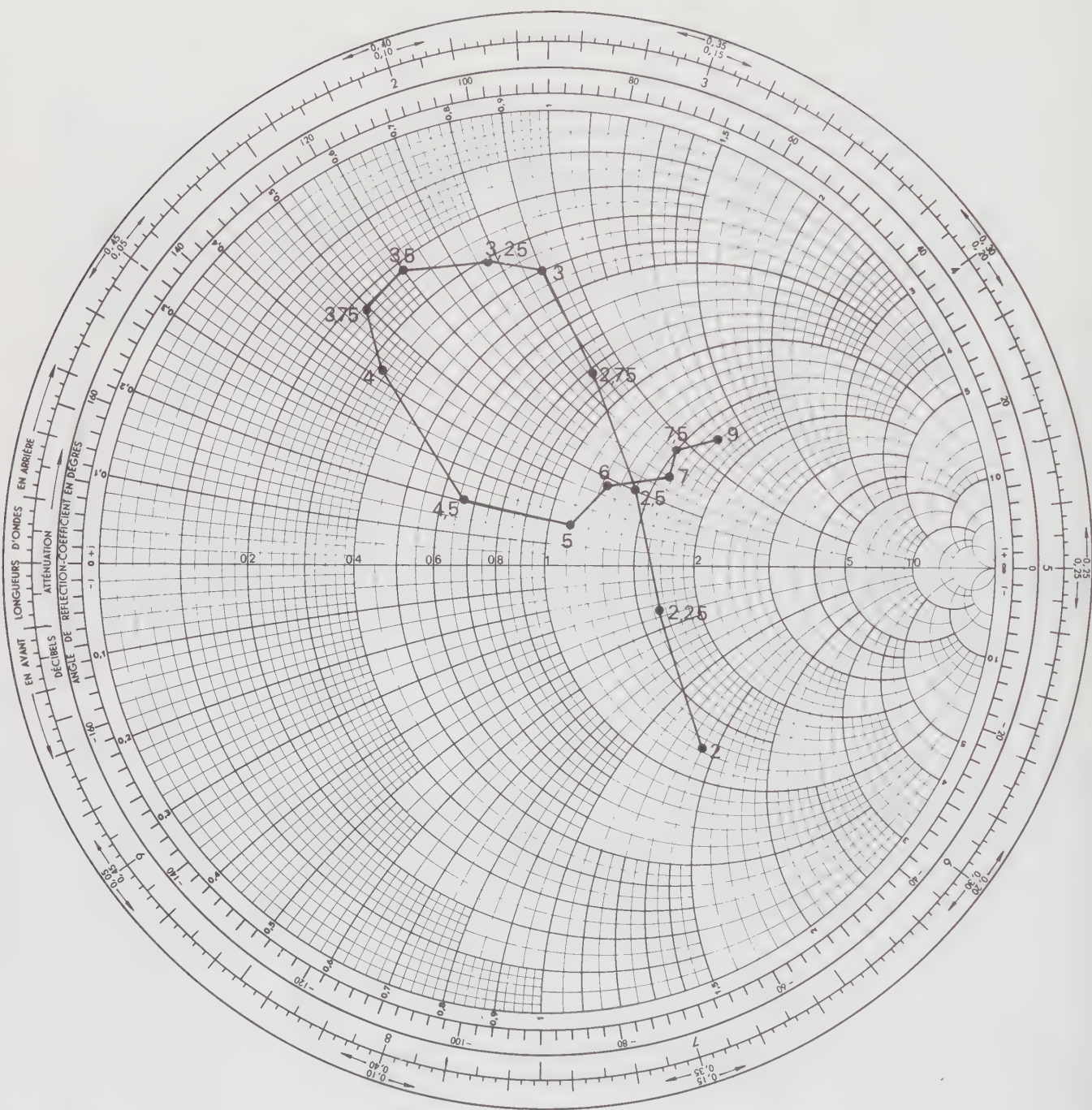
Variations des ouvertures totales (θ °) du lobe principal pour les deux composantes E_θ (—●—) et E_ϕ (---+---) du champ rayonné par une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), placée au dessus d'un plan conducteur ($d = 0$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\theta_0 = 45^\circ$, $\mu = 87,5^\circ$; $L = 40$ cm, $r_0 = 0,15$ cm, de diamètre hors-tout 3 cm, et en fonction de la fréquence.

Figure 95



Directivité (---+---) et gain (dB) (—●—) isotropes linéaires théoriques dans la direction de l'axe d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), placée au dessus d'un plan conducteur ($d = 0$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\theta_0 = 45^\circ$, $\mu = 87,5^\circ$, $L = 40$ cm, $r_0 = 0,15$ cm, de diamètre hors-tout 3 cm, et en fonction de la fréquence.

Figure 96



Impédance, rapportée à $100\ \Omega$, entre chaque paire de brins diamétralement opposés d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), placée au dessus d'un plan conducteur ($d = 0$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\theta_0 = 45^\circ$, $\mu = 87,5^\circ$, $L = 40\text{ cm}$, $r_0 = 0,15\text{ cm}$, de diamètre hors-tout 3 cm , et en fonction de la fréquence.

Figure 97

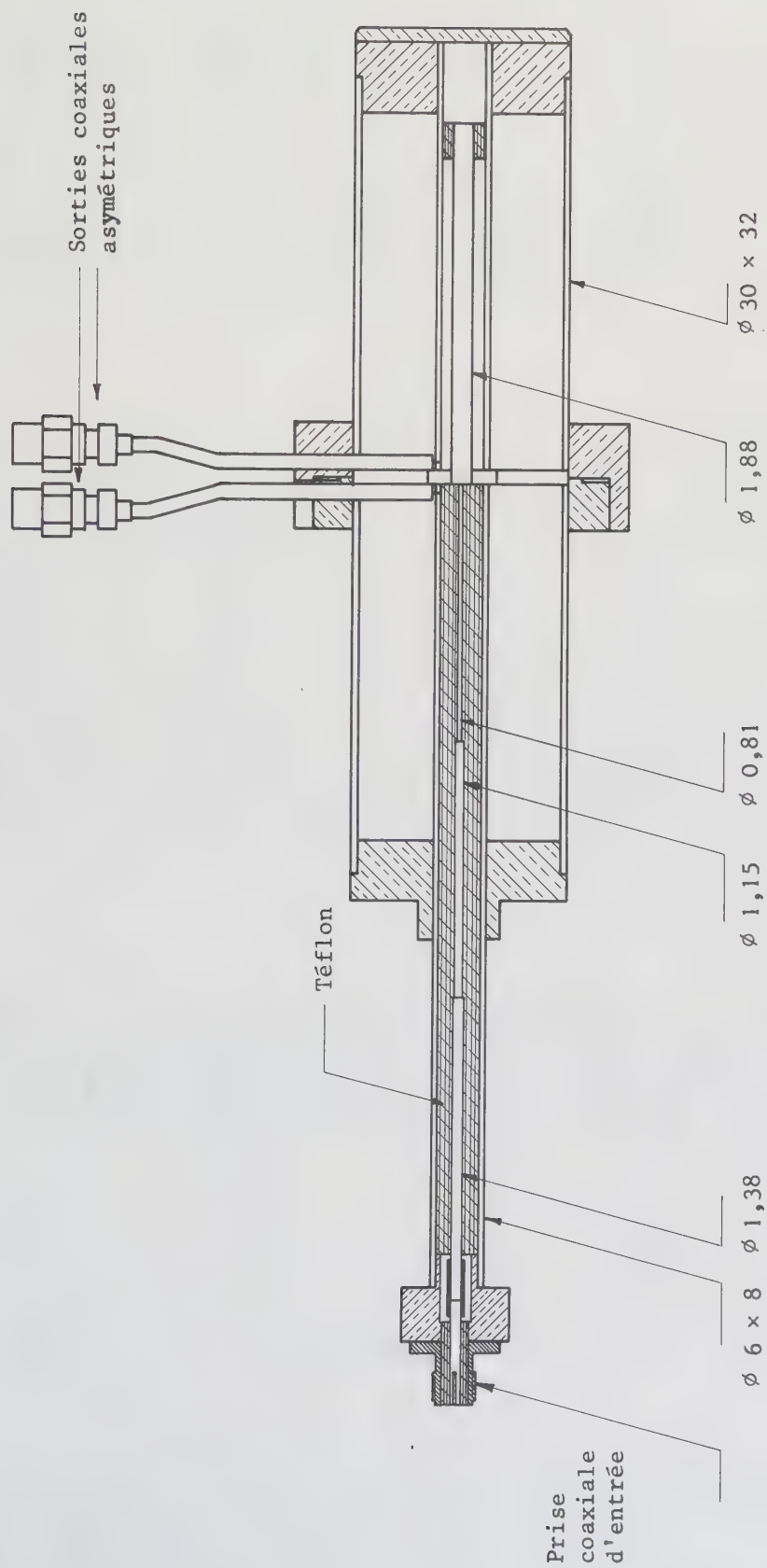
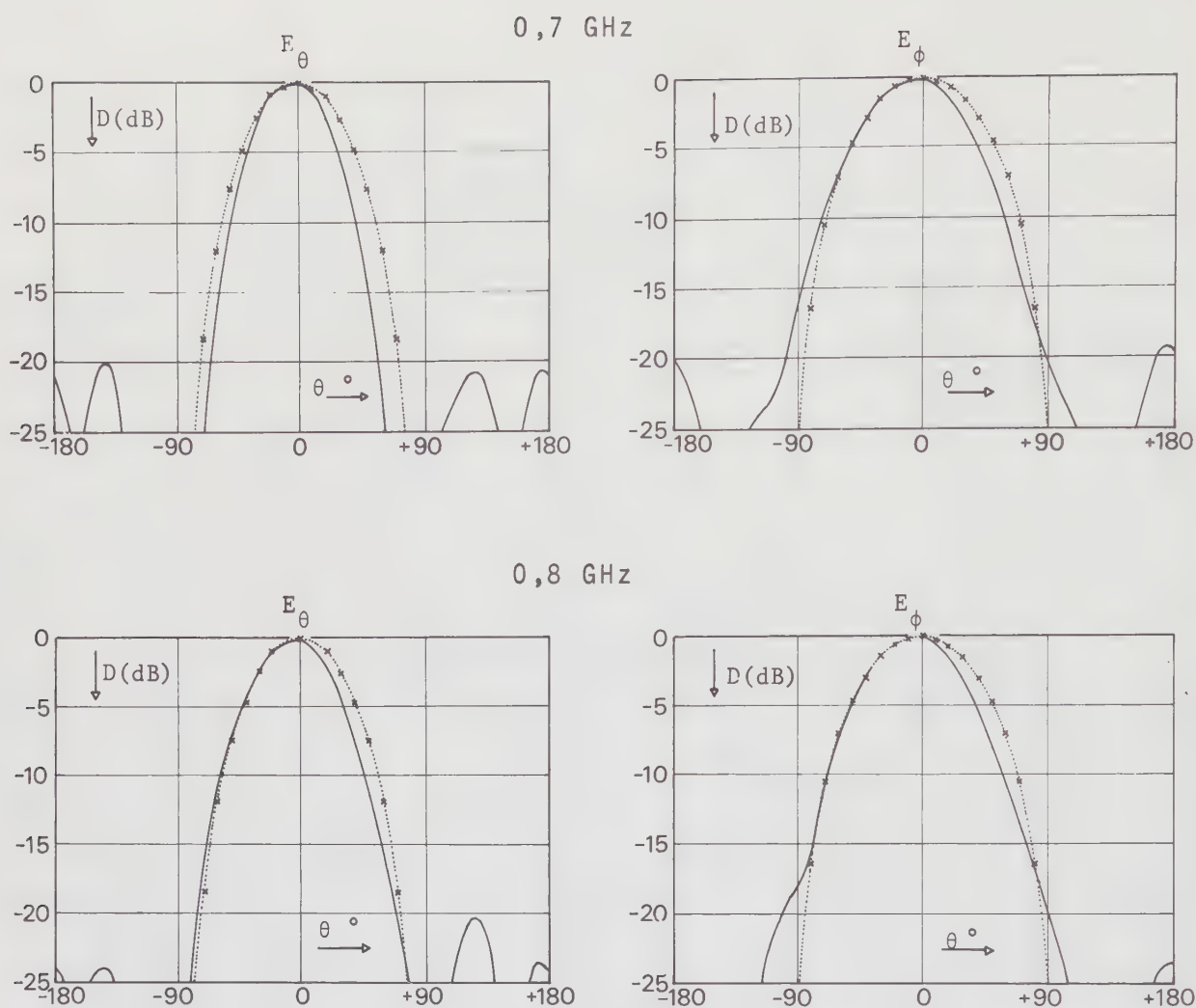


Schéma du symétriseur à large bande (0,5 à 2,3 GHz)

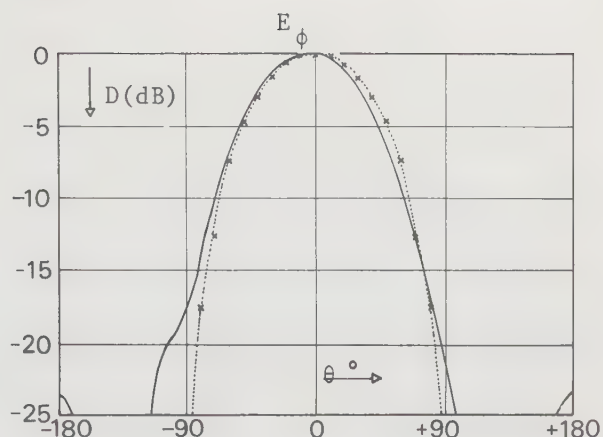
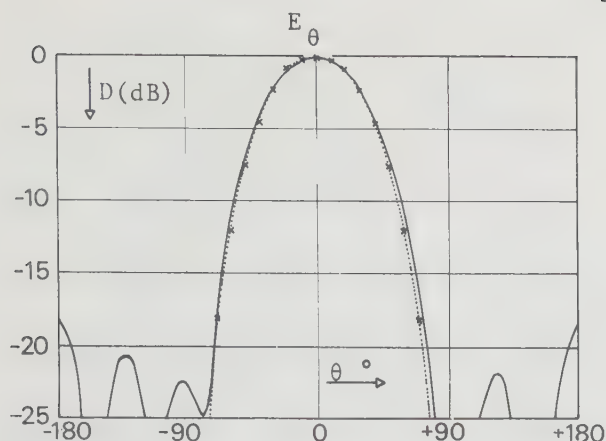
Echelle 1



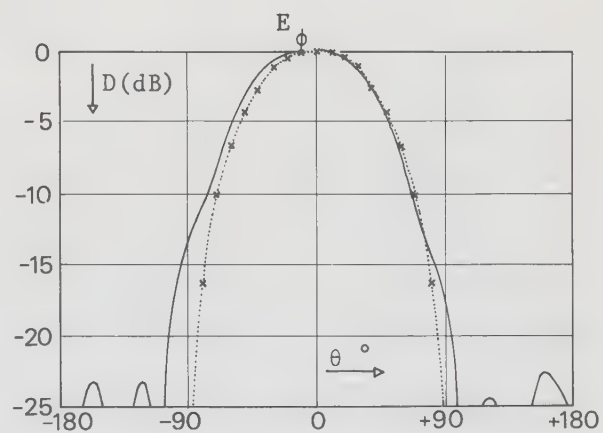
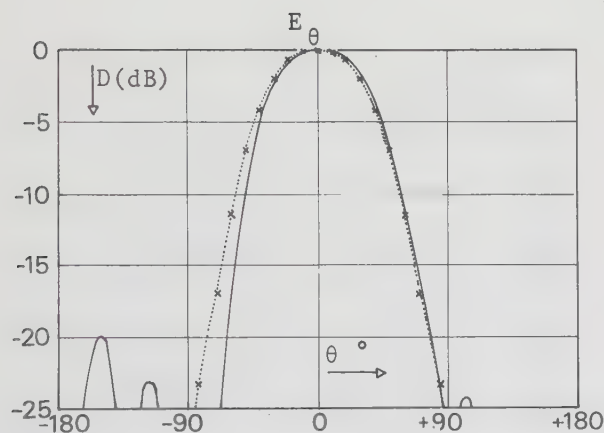
Directivité isotrope linéaire $D(\text{dB})$ théorique (.....) et expérimentale (—) dans un plan de site, d'une antenne conique équiangulaire (chargée) à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$) placée au dessus d'un plan conducteur (plateau = 60 cm), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\theta_0 = 45^\circ$; $\mu = 87,5^\circ$; $L = 160$ cm; $d = 0$; $r_0 = 0,6$ cm; de diamètre hors tout 10,8 cm, et en fonction de la fréquence.

Figure 99
(1)

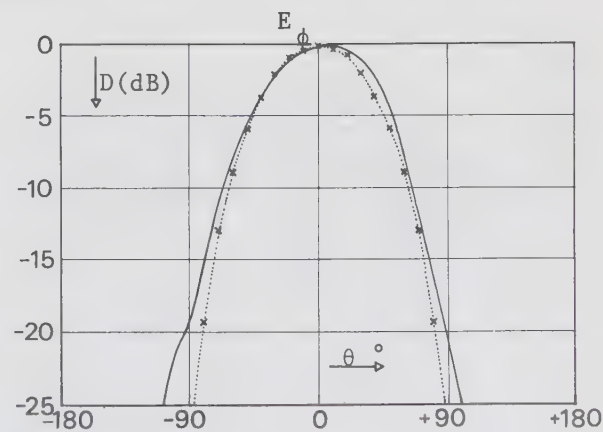
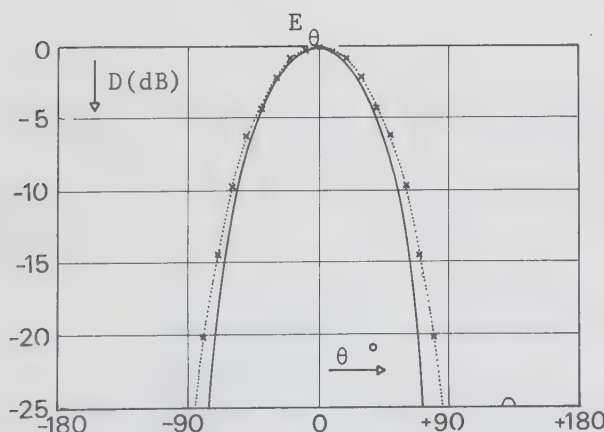
1 GHz



1,2 GHz



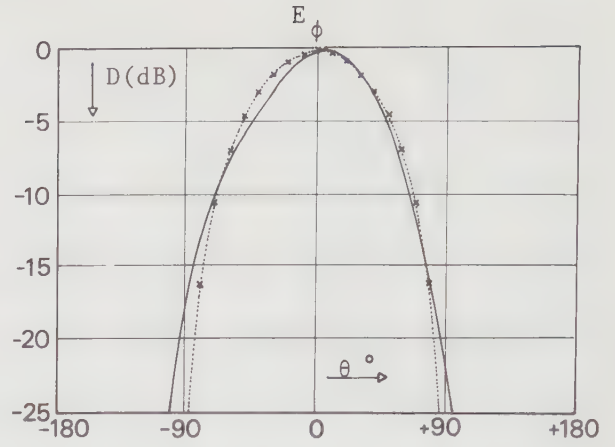
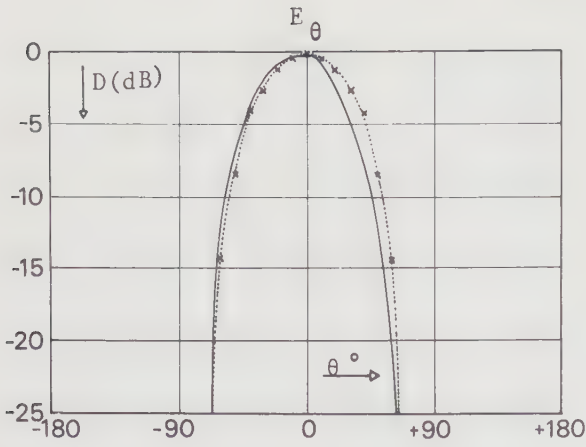
1,5 GHz



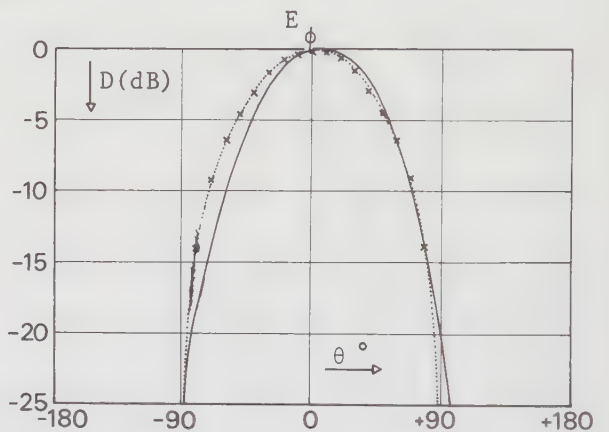
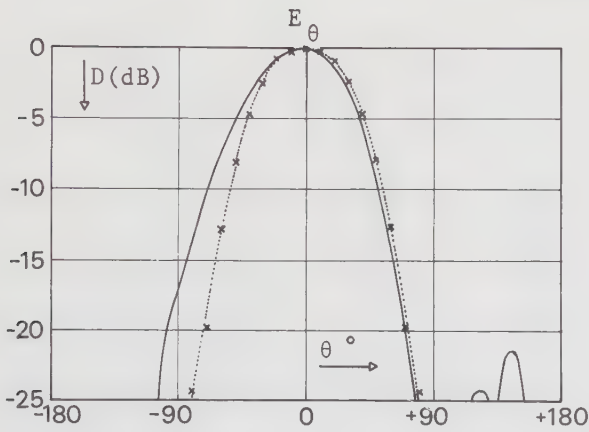
Directivité isotrope linéaire $D(\text{dB})$ théorique (—*—) et expérimentale (—) dans un plan de site, d'une antenne conique équiangulaire (chargée) à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$) placée au dessus d'un plan conducteur (plateau = 60 cm), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\theta_0 = 45^\circ$; $\mu = 87,5^\circ$; $L = 160$ cm; $d = 0$; $r_0 = 0,6$ cm; de diamètre hors-tout 10,8 cm, et en fonction de la fréquence.

Figure 99 (2)

1,7 GHz

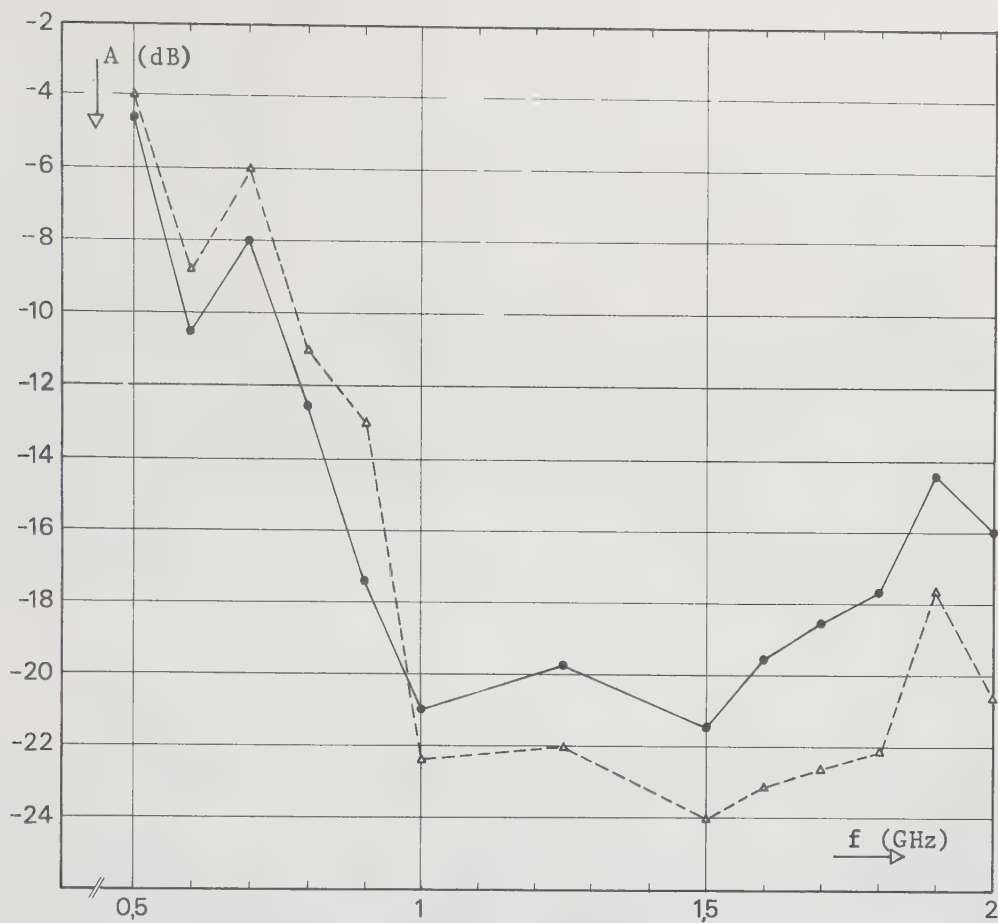


2 GHz

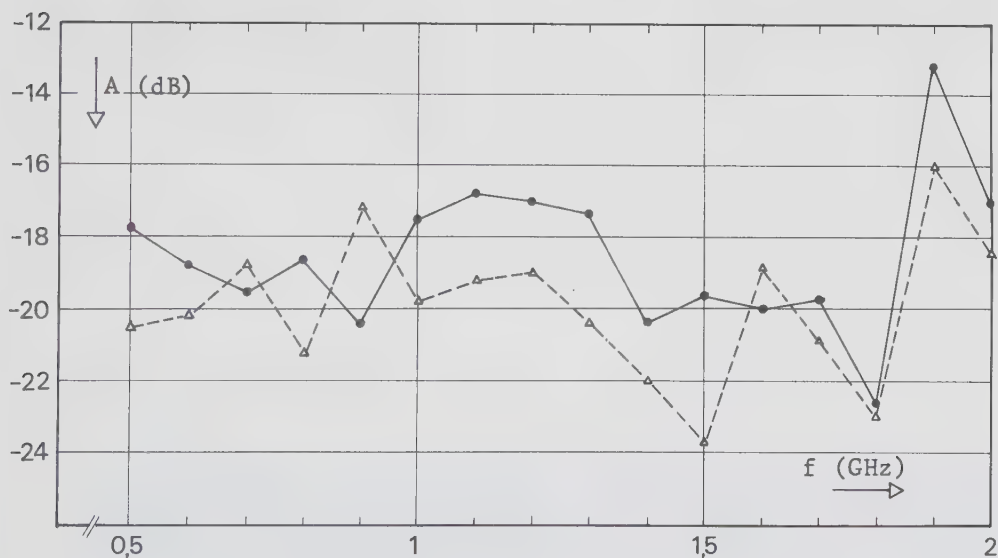


Directivité isotrope linéaire $D(\text{dB})$ théorique (.....x.....) et expérimentale (—) dans un plan de site, d'une antenne conique équiangulaire (chargée) à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), placée au dessus d'un plan conducteur (plateau = 60 cm), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\theta_0 = 45^\circ$; $\mu = 87,5^\circ$; $L = 160$ cm; $d = 0$; $r_0 = 0,6$ cm : de diamètre hors-tout 10,8 cm, et en fonction de la fréquence.

Figure 99
(3)



- a -

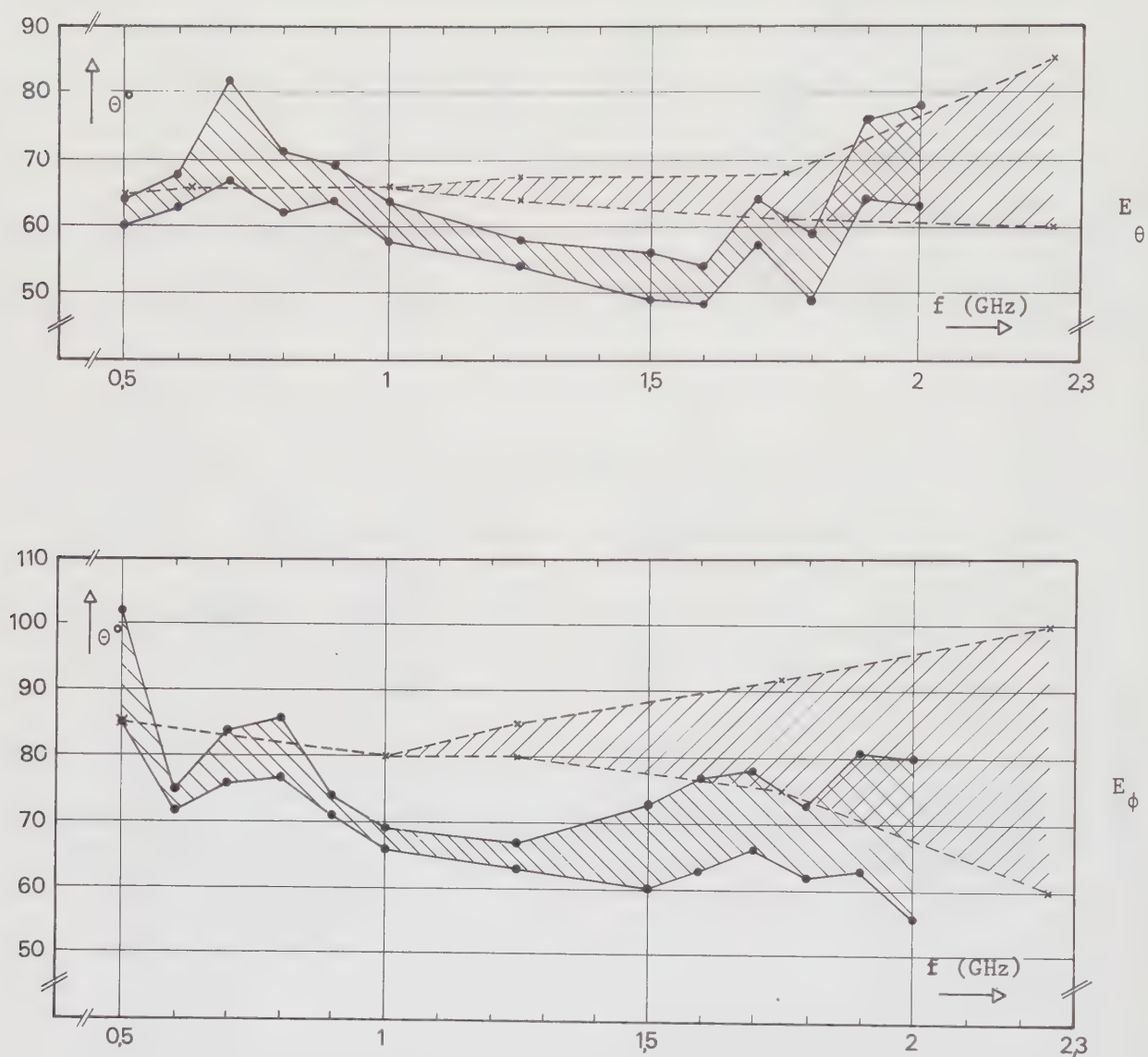


- b -

Maximum des lobes secondaires ou du rayonnement arrière A (dB), rapporté au niveau du rayonnement principal, pour les deux composantes E_θ (—●—) et E_ϕ (- -▲ - -) du champ rayonné par une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), placée au dessus d'un plan réflecteur ($d = .0$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\theta_0 = 45^\circ$, $\mu = 87,5^\circ$, $L = 160$ cm, $r_0 = 0,6$ cm, de diamètre hors-tout 10,8 cm, et en fonction de la fréquence.

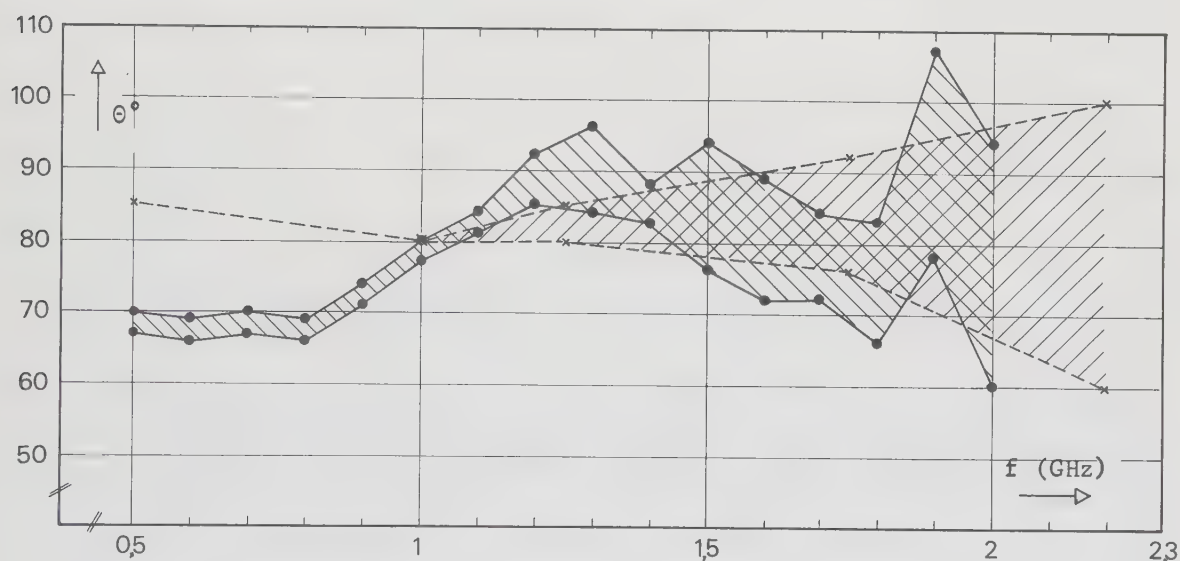
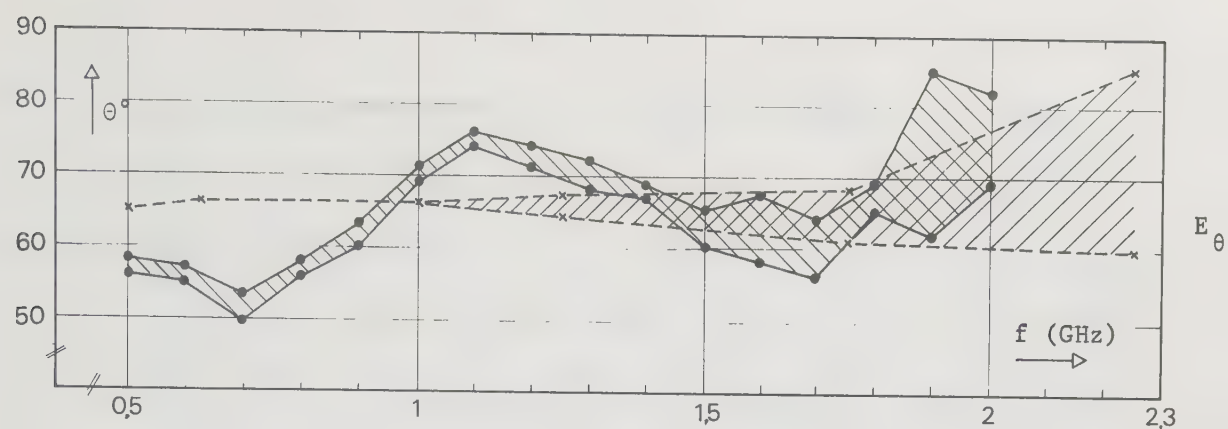
a - plateau $\phi = 30$ cm; antenne non chargée.
b - plateau $\phi = 60$ cm; antenne chargée.

Figure 100



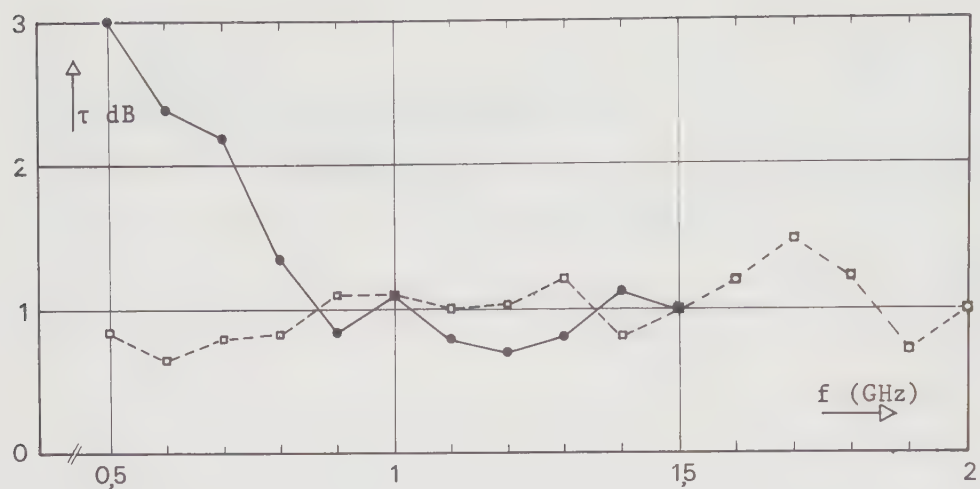
Variations des ouvertures totales (θ°), théoriques (---x---) et expérimentales (—●—), pour les deux composantes E_θ et E_ϕ du champ rayonné par une antenne conique équiangulaire (non chargée) à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), placée au dessus d'un plan réflecteur (plateau $\phi = 30$ cm), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\theta_0 = 45^\circ$, $\mu = 87,5^\circ$, $L = 160$ cm, $r_0 = 0,6$ cm, $d = 0$, de diamètre hors-tout de 10,8 cm et en fonction de la fréquence.

Figure 101



Variations des ouvertures totales (θ°), théoriques (---x---) et expérimentales (—●—), pour les deux composantes E_θ et E_ϕ du champ rayonné par une antenne conique équiangulaire (chargée) à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), placée au dessus d'un plan réflecteur (plateau $\phi = 60$ cm), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\theta_0 = 45^\circ$, $\mu = 87,5^\circ$, $L = 160$ cm, $r_0 = 0,6$ cm, $d = 0$, de diamètre hors-tout 10,8 cm, et en fonction de la fréquence.

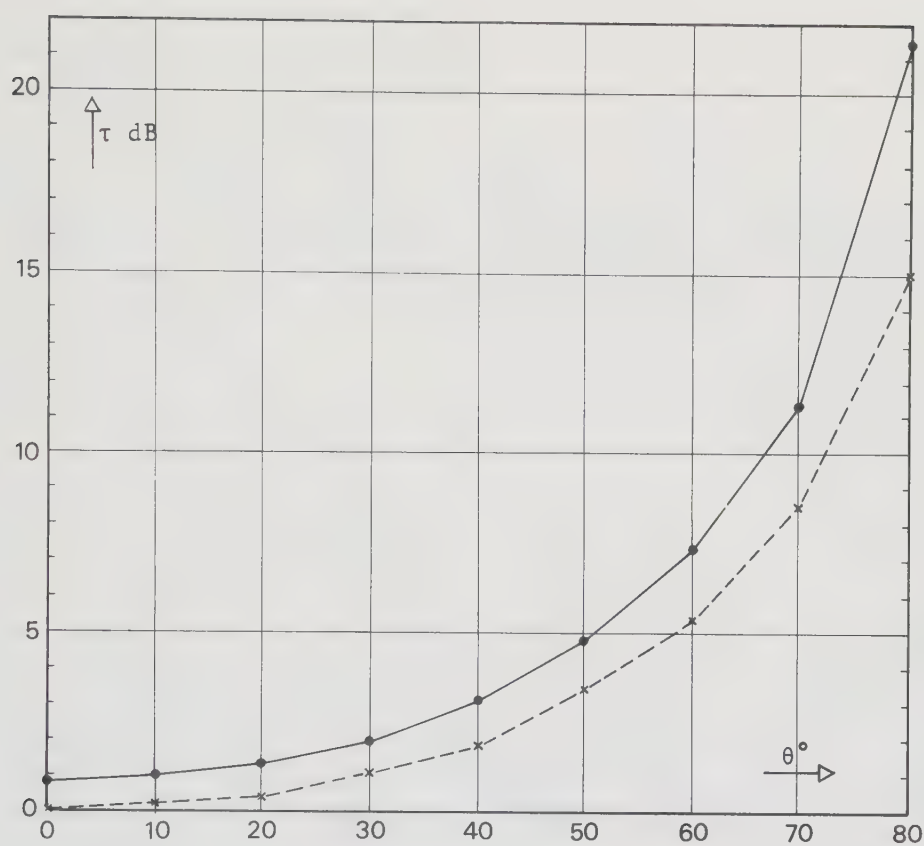
Figure 102



Rapport d'ellipticité (τ dB) de l'onde émise dans la direction de l'axe d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), placée au dessus d'un plan réflecteur ($d = 0$), excité en mode $m = 3$, correspondant à $\theta_0 = 45^\circ$, $\mu = 87,5^\circ$, $L = 160$ cm, $r_0 = 0,6$ cm, de diamètre hors-tout 10,8 cm, et en fonction de la fréquence.

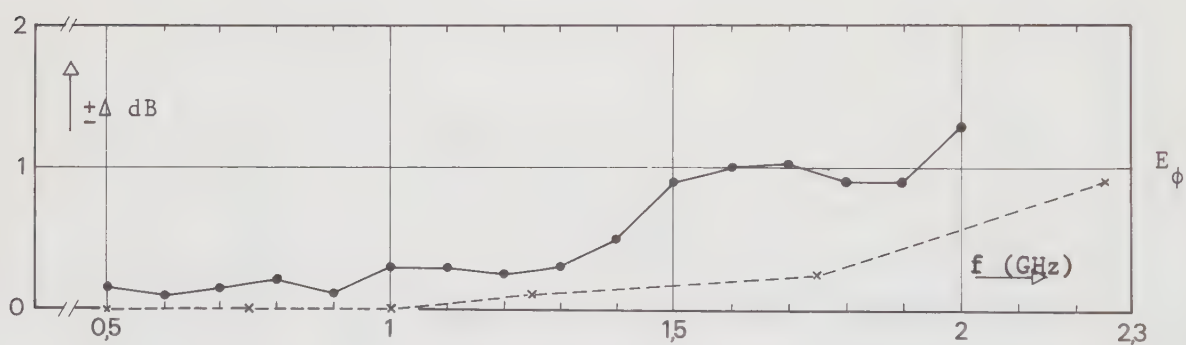
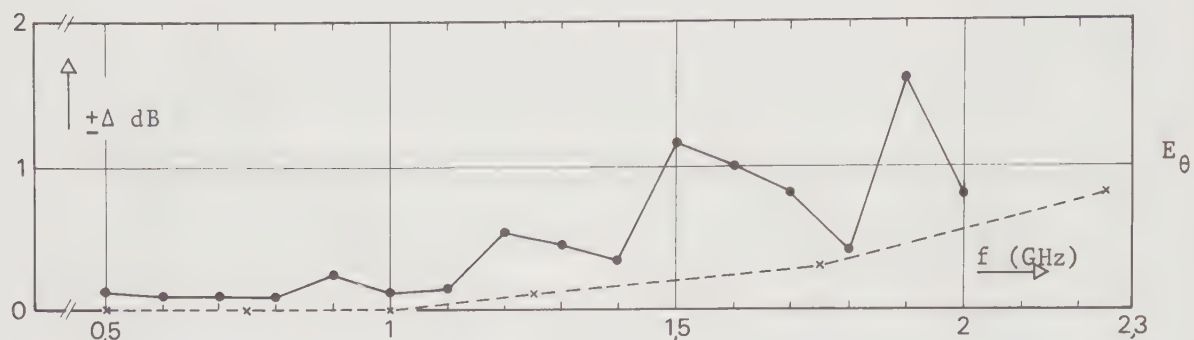
(--□--) : antenne chargée ; plateau de diamètre 60 cm.
 (—●—) : antenne non chargée ; plateau de diamètre 30 cm.

Figure 103



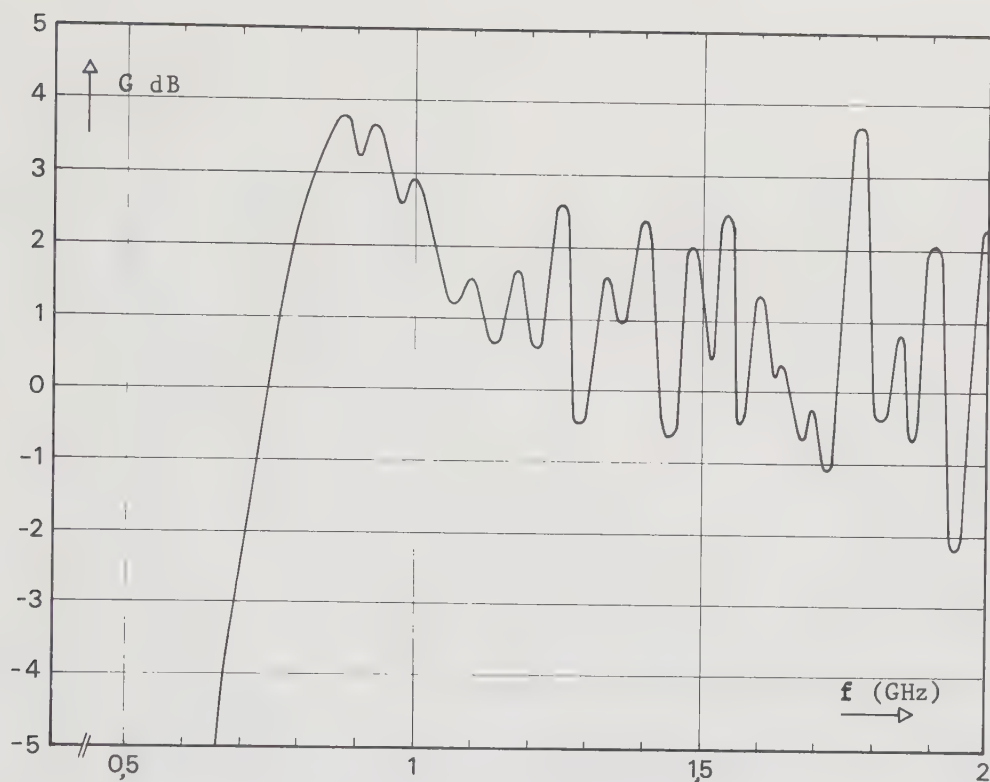
Rapport d'ellipticité (τ dB), théorique (---x---) et expérimental (—●—), de l'onde émise dans un plan de site par une antenne conique équiangulaire (non chargée), à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), placée au dessus d'un plan réflecteur (plateau $\phi=60\text{cm}$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\theta_0 = 45^\circ$, $\mu = 87,5^\circ$, $L = 160$ cm, $r_0 = 0,6$ cm, $d = 0$, de diamètre hors-tout 10,8 cm, et à la fréquence de 0,8 GHz.

Figure 104



Variations maximales ($\pm \Delta$ dB), théoriques (---x---) et expérimentales (—●—), de l'amplitude des deux composantes E_θ et E_ϕ du champ rayonné par une antenne conique équiangulaire (non chargée), à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), placée au dessus d'un plan réflecteur (plateau $\varnothing = 60$ cm), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\theta_0 = 45^\circ$, $\mu = 87,5^\circ$, $L = 160$ cm, $r = 0,6$ cm, $d = 0$, de diamètre hors-tout 10,8 cm, et en fonction de la fréquence.

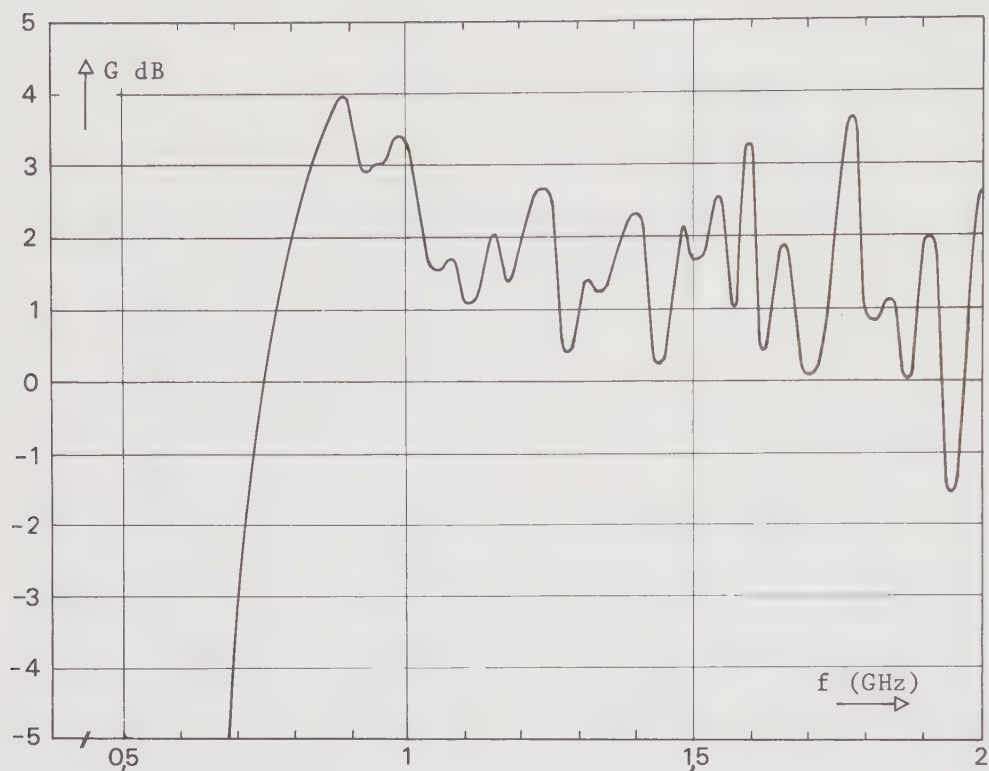
Figure 105



Symétriseurs avec transformation d'impédance $50\Omega - 100\Omega$.

Gain isotrope linéaire G (dB) dans la direction de l'axe d'une antenne conique équiangulaire (chargée), à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), placée au dessus d'un plateau réflecteur ($\varnothing = 60$ cm), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\theta_0 = 45^\circ$, $\mu = 87,5^\circ$, $L = 160$ cm, $d = 0$, $r_0 = 0,6$ cm, de diamètre hors-tout 10,8 cm, et en fonction de la fréquence.

Figure 106



Symétriseurs avec transformation d'impédance $50\Omega - 200\Omega$.

Gain isotrope linéaire $G(\text{dB})$ dans la direction de l'axe d'une antenne conique équiangulaire (chargée), à quatre brins "épais" ($\delta = 30^\circ$), placée au-dessus d'un plateau réflecteur ($\varnothing = 60 \text{ cm}$), excitée en mode $m = 3$, correspondant à $\theta_0 = 45^\circ$, $\mu = 87,5^\circ$, $L = 160 \text{ cm}$, $d = 0$, $r_0 = 0,6 \text{ cm}$, de diamètre hors-tout $10,8 \text{ cm}$, et en fonction de la fréquence.

Figure 107

V U

Le Président de la Thèse

G. DUBOST

V U

Le Directeur de Thèse

G. DUBOST

VU et APPROUVE

RENNES, le 8 juin 1973

Le Directeur de l'U.E.R. :

"Structure et Propriétés de la Matière"

D. GRANDJEAN

VU et PERMIS D'IMPRIMER n° 124 A

RENNES, le 21 juin 1973

Le Président de l'Université de RENNES,

C. CHAMPAUD

